

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM



AN INTRODUCTION TO CELESTIAL MECHANICS

by

FOREST RAY MOULTON, Ph. D.

PROFESSOR OF ASTRONOMY IN THE UNIVERSITY OF CHICAGO RESEARCH ASSOCIATE OF
THE CARNEGIE INSTITUTION OF WASHINGTON

Second revised Edition

NEW YORK THE MACMILLAN COMPANY
LONDON: MACMILLAN & CO., LTD 1914

Ф. МУЛЬТОН

ВВЕДЕНИЕ В НЕБЕСНУЮ МЕХАНИКУ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО
ПОД РЕДАКЦИЕЙ Г. ДУБОШИНА

*Утверждено Наркомпросом РСФСР
в качестве учебного пособия
для университетов*

ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НКТП СССР
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ОБЩЕТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ И НОМОГРАФИИ
МОСКВА 1935 ЛЕНИНГРАД

Ред. *М. И. Поликарпова*. Оформлен. *Э. М. Бейлиной*. Коррект. *О. Н. Барашкова*.
Сдано в производство 31/III 1935 г. Подписано в печать 15/XI 1935 г. Листов 30.
Тираж 3500. Формат 62×94¹/₁₆. Печатных знаков в листе 4320. Глав. ред. общетехн.
лит. № 39. Уполномоченный Главлита В-29618. Заказ № 747.

Фабрика книги „Красный пролетарий“ Партиздата ЦК ВКП(б)
Москва, Краснопролетарская, 16.

Отпечатано с матриц в арт. „Печатня“ Ленпромпечатъсоюза, Прачечный, пер., 6.

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ПЕРЕВОДУ

«Введение в небесную механику» Мультона — первая книга, появляющаяся на русском языке по небесной механике. Поэтому несмотря на некоторые ее недостатки она является ценным пособием как для студентов и аспирантов, избирающих своей специальностью астрономию, так и для всех прочих лиц, желающих ознакомиться с основами науки о движении небесных тел в простой и достаточно элементарной форме.

Действительно, книга Мультона дает хорошее представление о главных проблемах и методах классической небесной механики и не требует от читателя никаких специальных знаний, кроме знакомства с элементами математического анализа и механики.

Большое количество разнообразных задач поможет вдумчивому читателю лучше уяснить предлагаемый материал и может дать хорошие навыки для самостоятельной работы.

Однако на книгу Мультона нельзя смотреть как на курс, достаточно обширный и достаточно выявляющий принципиальную сущность затрагиваемых вопросов. Книга Мультона является только введением в современную науку о движении небесных тел, только фундаментом, первым ключом к ясному пониманию целей и методов небесной механики.

Не все вопросы освещены Мультоном достаточно подробно, а многое и совершенно не затронуто.

Так, например, совершенно не затронута теория канонических уравнений, этого важного аппарата современной небесной механики, и чрезвычайно бегло и недостаточно строго рассмотрен важный вопрос об устойчивости движения.

Имея в виду советского читателя и главным образом студентов и аспирантов наших учебных заведений, мы добавили к книге Мультона две главы: одну, посвященную теории канонических уравнений, и другую, посвященную изложению основных результатов знаменитого русского ученого А. М. Ляпунова в области проблем, касающихся устойчивости движения.

Необходимость первого добавления обусловливается отсутствием на русском языке руководств, содержащих теорию канонических уравнений в виде, приспособленном для нужд небесной механики.

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ПЕРЕВОДУ

Что же касается второго добавления, то вопросы, в нем затронутые, настолько важны, что всякий интересующийся небесной механикой должен, по нашему мнению, иметь о них хотя бы первоначальное представление.

К сожалению, размеры книги не позволили изложить результаты А. М. Ляпунова сколько-нибудь подробно, и мы были вынуждены ограничиться только самыми основными теоремами, касающимися общих критериев устойчивости.

Чрезвычайно важные для небесной механики сомнительные случаи, когда характеристическое уравнение системы в вариациях имеет корни, действительные части которых равны нулю, совершенно не могли быть включены в рассмотрение ввиду громоздкости и длинноты связанных с этим выкладок. Точно так же мы не затронули вовсе случая, когда коэффициенты уравнений возмущенного движения суть периодические функции времени.

Перевод книги Мультона сделан со второго американского издания без изменений, за исключением некоторых дополнений в библиографических указаниях применительно к имеющейся на русском языке литературе и незначительных редакционных исправлений в тексте.

Г. Дубошин

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Необходимость второго издания этой книги дала повод для ее полного пересмотра. Общий план книги тот же, как и в первом издании, так как оказалось, что он удовлетворяет действительной потребности не только в этой стране, для студентов которой книга вначале была написана, но также и в Европе. Несмотря на весь соблазн ее элементарный характер сохранен, и она не сильно расширена. Сделано очень много улучшений, отчасти по совету ряда астрономов и математиков, и мы надеемся, что она более достойна одобрений, которые были до сего времени получены.

Наиболее важное изменение заключается в рассмотрении методов определения орбит. Этот метод логически следует за задачей двух тел и носит более элементарный характер, чем задача трех тел и теория возмущений. Поэтому он помещен в VI главе. Содержание также сильно изменено. Приведены методы и Лапласа и Гаусса, на которых более или менее основаны все другие методы общего применения. Мы не придерживались стандартных методов изложения, так как хотя они и удобны для практических применений, но не отличаются математической ясностью. Кроме того, нет недостатка в прекрасных работах, дающих подробности в оригинальных формах и примерах вычисления. Другие важные изменения и добавления сделаны в главах, касающихся задачи двух тел, задачи трех тел и геометрического рассмотрения возмущений.

Я с удовольствием выражаю особенную признательность за содействие моим коллегам проф. Макмиллану (W. MacMillan) и Л. Хопкинсу (L. A. Hopkins) за повторное чтение корректур и за важные советы и указания многих недостатков, которые иначе остались бы незамеченными. Если эта книга имеет достоинства по форме, то они в значительной степени обязаны упомянутым лицам.

Чикаго, январь 1914 г.

Ф. Мультон

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

В этой книге скорее сделана попытка дать в некоторой степени удовлетворительное изложение многих частей небесной механики, чем дать исчерпывающее изложение какой-нибудь ее специальной части. Мы стремились построить изложение так, чтобы иметь логическую последовательность, постепенно усложняя работу, и придать различным вопросам выпуклость, соответствующую их научной и образовательной важности. Коротко говоря, мы стремились создать такую книгу, чтобы всякий имеющий необходимую математическую подготовку мог получить из книги в сравнительно короткое время и наиболее легким образом достаточно широкое и точное понятие о всем предмете.

При выполнении плана этой работы было необходимо дать представление о задаче трех тел. Это только одна из знаменитых задач небесной механики, но за последнее время она получила особый интерес благодаря исследованиям Гилла, Пуанкаре и Дарвина. Теория абсолютных возмущений является центральным предметом математической астрономии, и такая книга, как эта, явилась бы неполной, если бы в ней не было уделено достаточно места для этой теории. Одна глава посвящена геометрическому рассмотрению возмущений. Хотя этот метод почти не пригоден для вычислений, все же он дает ясное понятие о природе задачи и очень ценен для начинающих. Основные принципы аналитических методов даны с значительной полнотой, но многие детали в развитии формул опущены, чтобы размер книги соответствовал той цели, для которой она предназначена. Теории орбит не было придано чрезмерно видного положения, которое она заняла в этой стране, несомненно, под влиянием великолепной работы Ватсона (Watson) об этом предмете.

Метод изложения состоял в формулировании всех проблем заранее а в случае длинных преобразований в обрисовании тех шагов, которые надо сделать. Выражение «порядок малых величин» не употреблялось за исключением, если оно применялось к степенным рядам с явными параметрами, таким образом придавая работе всю определенность и простоту, характерную для действий со степенными рядами. Это особенно выражено в главе о возмущениях. Было обращено внимание на то, чтобы подчеркнуть все места, где введены предположения или применены методы,

которые нельзя достаточно оправдать, потому что улучшения могут быть сделаны лишь при ясном представлении слабых мест. Частные ссылки в тексте и библиография в конце глав, хотя ни в какой мере не исчерпывающие, достаточны, чтобы в дальнейшем направить изучающего к главным источникам.

Эта книга выросла из курса лекций, которые автор в продолжение последних шести лет ежегодно читал в Чикагском университете. Эти лекции предназначались для студентов старших курсов. Их слушали студенты-астрономы, многие изучающие главным образом математику и некоторые хотя специализировавшиеся в совершенно другом направлении, но желавшие получить понятие о процессе, при помощи которого астрономы интерпретируют и предсказывают небесные явления. Таким образом они многим дали понятие о методах исследования и результатах, полученных в небесной механике, и подготовили некоторых к подробному изучению различных отраслей новейших исследований. Цель работы, ее объем и методы изложения, повидимому, вполне оправданы этим опытом.

А. Лэн (Lipp) тщательно и с большим вниманием прочитал всю рукопись. Его многочисленные поправки и советы сильно содействовали точности и способу изложения во многих местах. Проф. Ормонд Стоун (Ormond Stone) прочитал корректуры первых четырех глав и шестой. Его критика и советы как опытного исследователя и учителя неоценимы. В. Биль (W. Beal) с большим вниманием прочитал корректуры всей книги, и благодаря ему сделаны многие поправки. Автор выражает искреннюю благодарность всем этим лицам за ту готовность, с которой они посвятили так много своего времени для этой работы.

Чикаго, июль 1902 г.

Ф. Мультон

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие к русскому переводу	5
Предисловие автора ко второму изданию	7
Предисловие автора к первому изданию	8
ГЛАВА I. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ	17
1. Элементы и законы (17) — 2. Тракуемые проблемы (17) — 3. Перечисление основных элементов (18) — 4. Перечисление положений и законов (18) — 5. Происхождение законов движения (18) — 6. Замечания о первом законе движения (19) — 7. Замечания о втором законе движения (18) — 8. Замечания к третьему закону движения (20).	
Определения и общие уравнения	22
9. Прямолинейное движение, скорость (22) — 10. Ускорение в прямолинейном движении (22) — 11. Скорость в криволинейном движении (23) — 12. Ускорение в криволинейном движении (24) — 13. Составляющие скорости вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору (25) — 14. Составляющие ускорения (26) — 15. Приложение к точке, равномерно движущейся по кругу (27) — 16. Секториальная скорость (27) — 17. Приложение к движению по эллипсу (29).	
Задачи	29
18. Центр массы и равных материальных точек (30) — 19. Центр массы неравных материальных точек (31) — 20. Центр тяжести (33) — 21. Центр массы сплошного тела (34) — 22. Плоскости и оси симметрии (36) — 23. Приложение к неоднородному кубу (36) — 24. Приложение к октанту шара (37).	
Задачи	39
Исторический очерк от древних времен до Ньютона	40
25. Два деления истории (40) — 26. Формальная астрономия (40) — 27. Динамическая астрономия (42).	
Библиография	43
ГЛАВА II. ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ	44
28. Задачи небесной механики (44) — 29. Дифференциальное уравнение движения падающей точки (44) — 30. Случай постоянной силы (45) — 31. Сила притяжения изменяется прямо пропорционально расстоянию (46).	
Задачи	47
32. Решение линейных уравнений при помощи показательных функций (48) — 33. Сила притяжения, изменяющаяся обратно пропорционально квадрату расстояния (50) — 34. Высота проекции (52) — 35. Скорость из бесконечности (52) — 36. Приложение к рассеиванию атмосфер (53) — 37. Сила пропорциональна скорости (55) — 38. Сила пропорциональна квадрату скорости (58).	

	<i>Стр.</i>
Задачи	60
39. Параболическое движение (61).	
Задачи	63
Тепловая энергия Солнца	63
40. Работа и энергия (63) — 41. Вычисление работы (64) — 42. Температура метеоров (65) — 43. Метеоритная теория солнечного тепла (66) — 44. Контракционная теория Гельмгольца (66).	
Задачи	70
Исторический очерк и библиография	71
ГЛАВА III. ЦЕНТРАЛЬНЫЕ СИЛЫ	72
45. Центральная сила (72) — 46. Закон площадей (72) — 47. Аналитическое доказательство закона площадей (74) — 48. Обратная теорема площадей (73) — 49. Законы угловой и линейной скоростей (76).	
Совместные дифференциальные уравнения	76
50. Порядок системы совместных дифференциальных уравнений (76) — 51. Понижение порядка (78).	
Задачи	79
52. Интеграл живых сил (79).	
Примеры, где f есть функция одних координат	80
53. Сила изменяется прямо пропорционально расстоянию (80) — 54. Дифференциальное уравнение орбиты (81) — 55. Закон тяготения Ньютона (83) — 56. Примеры нахождения закона силы (85).	
Универсальность закона Ньютона	85
57. Орбиты двойных звезд (85) — 58. Закон силы в двойных звездах (86) — 59. Геометрическая интерпретация второго закона (86) — 60. Примеры движений по коническим сечениям (88).	
Задачи	89
Определение орбиты из закона силы	90
61. Сила прямо пропорциональна расстоянию (90) — 62. Сила изменяется обратно пропорционально расстоянию (91) — 63. Сила изменяется обратно пропорционально пятой степени расстояния (92).	
Задачи	94
Исторический очерк и библиография	95
ГЛАВА IV. ПОТЕНЦИАЛ И ПРИТЯЖЕНИЯ ТЕЛ	97
64. Введение (97) — 65. Телесные углы (97) — 66. Притяжение тонкого однородного сферического слоя на точку, находящуюся внутри него (98) — 67. Притяжение тонкого однородного эллипсоидального слоя на точку внутри него (99) — 68. Притяжение тонкого однородного сферического слоя на внешнюю точку. Метод Ньютона (99) — 69. Замечания о методе	

Ньютона (101) — 70. Притяжение тонкого однородного сферического слоя на внешнюю точку. Метод Томсона и Тэта (102) — 71. Притяжения на точку однородного сферического слоя (103).

Задачи 104

72. Общие выражения для составляющих притяжения и для потенциала, когда притягиваемая точка не является частью притягивающей массы (104) — 73. Случай, когда притягиваемая точка является частью притягивающей массы (105) — 74. Поверхности уровня (108) — 75. Потенциал и притяжение тонкого однородного круглого диска на точку, лежащую на его оси (109) — 76. Потенциал и притяжение тонкого однородного сферического слоя на внутреннюю и внешнюю точки (109) — 77. Второй метод вычисления притяжения однородного тела (111).

Задачи 112

78. Потенциал и притяжение сплошного однородного сжатого сфероида на удаленную точку с единицей массы (113) — 79. Потенциал и притяжение сплошного однородного эллипсоида на точку с единицей массы внутри него (116).

Задачи 120

80. Притяжение сплошного однородного эллипсоида на внешнюю точку. Метод Айвори (120) — 81. Притяжение сфероидов (125) — 82. Притяжения на поверхности сфероидов (126).

Задачи 129

Исторический очерк и библиография 130

ГЛАВА V. ЗАДАЧА О ДВУХ ТЕЛАХ 132

83. Уравнения движения (132) — 84. Движение центра массы (132) — 85. Уравнения относительного движения (134) — 86. Интегралы площадей (135) — 87. Плоская задача (137) — 88. Выражение элементов орбиты через постоянные интегрирования (139) — 89. Свойства движения (140) — 90. Выбор единиц и определение постоянной k (142).

Задачи 143

91. Определение положения тела, движущегося по параболической орбите (144) — 92. Уравнение, связывающее два радиуса и хорду. Уравнение Эйлера (146) — 93. Определение положения тела, движущегося по эллиптической орбите (148) — 94. Геометрический вывод уравнения Кеплера (149) — 95. Решение уравнения Кеплера (149) — 96. Дифференциальные поправки (150) — 97. Графическое решение уравнения Кеплера (151) — 98. Перечисление формул (153) — 99. Разложение E в ряд (153) — 100. Разложение r и v в ряды (156) — 101. Прямое вычисление полярных координат (159) — 102. Определение положения тела, движущегося по гиперболической орбите (163) — 103. Определение положения тела, движущегося по эллиптической или гиперболической орбите, когда e почти равно единице (164).

Задачи 167

104. Гелиоцентрическое положение в системе эклиптики (168) — 105. Перенос начала координат в центр Земли (170) — 106. Переход к геоцентрическим экваториальным координатам (171) — 107. Прямое вычисление геоцентрических экваториальных координат (172).

Задачи 174

Исторический очерк и библиография 174

Стр.

ГЛАВА VI. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТ 175

108. Общие соображения (175) — 109. Промежуточные элементы (175) — 110. Подготовка наблюдений (177) — 111. Очерк метода Лапласа определения орбит (178) — 112. Очерк метода Гаусса определения орбит (181).

Метод Лапласа определения орбит 184

113. Определение первой и второй производных угловых координат из трех наблюдений (184) — 114. Определение производных из более чем трех наблюдений (180) — 115. Приближения в определении значений λ, μ, ν и их производных (187) — 116. Выбор начала времени (188) — 117. Приближения в случае четырех наблюдений (189) — 118. Основные уравнения (191) — 119. Уравнения для определения r и ρ (192) — 120. Условия для единственности решения (194) — 121. Употребление четвертого наблюдения в случае двойного решения (197) — 122. Пределы m и M (197) — 123. Дифференциальные поправки (198) — 124. Исследование детерминанта D (200) — 125. Приведение детерминантов D_1 и D_2 (202) — 126. Поправки за абберационное время (203) — 127. Разложение x, y и z в ряды (205) — 128. Вычисление высших производных λ, μ, ν (206) — 129. Улучшение значений x, y, z, x', y', z' (207) — 130. Видоизменения Гарцера и Лейшнера (208).

Метод Гаусса определения орбит 209

131. Уравнение для ρ_2 (209) — 132. Уравнения для ρ_1 и ρ_3 (212) — 133. Улучшение решения (212) — 134. Метод Гаусса для вычисления отношения площадей треугольников (213) — 135. Первое уравнение Гаусса (214) — 136. Второе уравнение Гаусса (215) — 137. Решение уравнений (98) и (101) (216) — 138. Определение элементов a, e и ω (218) — 139. Второй метод определения a, e и ω (219) — 140. Вычисление времени прохождения через перигелий (222) — 141. Прямой вывод уравнений, определяющих орбиты (223) — 142. Формулы для вычисления приближенной орбиты (225).

Задачи 230

Исторический очерк и библиография 231

ГЛАВА VII. ОБЩИЕ ИНТЕГРАЛЫ ЗАДАЧИ О n ТЕЛАХ 233

143. Дифференциальные уравнения движения (233) — 144. Шесть интегралов движения центра массы (234) — 145. Три интеграла площадей (237) — 146. Интеграл энергии (239) — 147. Вопрос о новых интегралах (240).

Задачи 241

148. Перенесение начала в Солнце (241) — 149. Динамическое значение уравнений (243) — 150. Порядок системы уравнений (244).

Задачи 245

Исторический очерк и библиография 246

ГЛАВА VIII. ЗАДАЧА О ТРЕХ ТЕЛАХ 248

151. Специальные случаи задачи о трех телах (248).

Движение бесконечно малого тела 249

152. Дифференциальные уравнения движения (249) — 153. Интеграл Чокби (251) — 154. Поверхности нулевой относительной скорости (252) —

155. Приближенные формы поверхностей (253) — 155. Области действительной и мнимой скоростей (256) — 157. Метод вычисления поверхностей (257) — 158. Двойные точки поверхностей и частные решения задачи о трех телах (259).

Задачи 263

159. Критерий Тиссерана для установления тождественности комет (264) — 160. Устойчивость частных решений (266) — 161. Применение критерия устойчивости к первой группе частных решений (268) — 162. Частные значения постоянных интегрирования (270) — 163. Применение к противосиянию (Gegenschein) (272) — 164. Применение критерия устойчивости к второй группе частных решений (273).

Задачи 274

Случай трех конечных тел 275

165. Условия для круговых орбит (275) — 166. Решения в виде разносторонних треугольников (277) — 167. Прямолинейные решения (277) — 168. Динамические свойства решений (278) — 169. Решение в форме конических сечений (279).

Задачи 283

Исторический очерк и библиография 284

ГЛАВА IX. ВОЗМУЩЕНИЯ. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ 286

170. Значение возмущений (286) — 171. Вариация координат (286) — 172. Вариация элемент в (286) — 173. Определение элементов из графического построения (288) — 174. Разложение возмущающей силы (289).

Действия составляющих возмущающей силы 289

175. Возмущающие действия ортогональной составляющей (289) — 176. Действия тангенциальной составляющей на большую ось (290) — 177. Действия тангенциальной составляющей на линию апсид (291) — 178. Действия тангенциальной составляющей на эксцентриситет (291) — 179. Действия нормальной составляющей на большую ось (292) — 180. Действия нормальной составляющей на линию апсид (292) — 181. Действия нормальной составляющей на эксцентриситет (293) — 182. Таблица результатов (294) — 183. Возмущающие действия сопротивляющейся среды (294) — 184. Возмущения, возникающие от сплюснутости центрального тела (295).

Задачи 296

Теория Луны 298

185. Геометрическое рассмотрение возмущающих действий третьего тела (298) — 186. Аналитический вывод возмущающих влияний третьего тела (298) — 187. Возмущение узла (302) — 188. Возмущения inclination (303) — 189. Прецессия равноденствий. Нутация (303) — 190. Разложение возмущающего ускорения в плоскости движения (304) — 191. Возмущения большой оси (305) — 192. Возмущения периода (305) — 193. Годичное уравнение (306) — 194. Вековое ускорение среднего движения Луны (306) — 195. Вариация (308) — 195. Параллактическое неравенство (309) — 197. Движение линии апсид (309) — 198. Вторичные действия (312) — 199. Возмущения эксцентриситета (312) — 200. Энекия (314) — 201. Метод Гаусса вычисления вековых вариаций (315) — 202. Долгопериодические неравенства (316).

	<i>Стр.</i>
Задачи	316
<i>Исторический очерк и библиография</i>	317

ГЛАВА X. ВОЗМУЩЕНИЯ. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД 320

203. Вводные замечания (320) — 204. Поясняющий пример (321) — 205. Уравнения в задаче трех тел (325) — 206. Преобразования переменных (326) — 207. Метод решения (329) — 208. Определение постоянных интегрирования (332) — 209. Члены первого порядка (333) — 210. Члены второго порядка (335).

Задачи	337
-------------------------	-----

211. Выбор элементов (337) — 212. Скобки Лагранжа (338) — 213. Свойства скобок Лагранжа (338) — 214. Переход к обыкновенным элементам (340) — 215. Метод прямого вычисления скобок Лагранжа (341) — 216. Вычисление $[\omega, \Omega]$, $[\Omega, i]$, $[i, \omega]$ (345) — 217. Вычисление $[K, P]$ (345) — 218. Вычисление $[a, e]$, $[e, c]$, $[c, a]$ (346) — 219. Переход от δ_0 , ω и σ к δ_0 , π и ϵ (349) — 220. Введение прямоугольных составляющих возмущающего ускорения (350).

Задачи	352
-------------------------	-----

221. Разложение пертурбационной функции (353) — 222. а) Разложение $R_{1,2}$ по взаимной наклонности (354) — 223. б) Разложение коэффициентов по степеням e_1 и e_2 (356) — 224. с) Разложение в ряды Фурье (357) — 225. Периодические вариации (364) — 226. Вариации долгого периода (362) — 227. Вековые вариации (363) — 228. Члены второго порядка по отношению к массам (364) — 229. Метод Лагранжа для определения вековых вариаций (365) — 230. Вычисление возмущений с помощью механических квадратур (370) — 231. Общие размышления (372).

Задачи	374
-------------------------	-----

<i>Исторический очерк и библиография</i>	374
--	-----

ДОБАВЛЕНИЯ

ДОБАВЛЕНИЕ I. КАНОНИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

Уравнения Лагранжа	377
-------------------------------------	-----

1. Общая форма уравнений небесной механики (377) — 2. Обобщенные координаты (378) — 3. Уравнения Лагранжа (379) — 4. Выражение для живой силы в обобщенных координатах (383) — 5. Случай, когда силы имеют силовую функцию (384) — 6. Вывод уравнений Лагранжа из принципа Гамильтона (384) — 7. Преобразование уравнений движения к полярным координатам (385).

Канонические уравнения и их свойства	387
---	-----

8. Канонические переменные (387) — 9. Канонические уравнения (387) — 10. Выражение для H в функции канонических переменных (390) — 11. Случай, когда H не содержит явно времени (391) — 12. Преобразование канонических уравнений (392) — 13. Теорема Якоби (396) — 14. Формулировка Пуанкаре теоремы Якоби (397).

Уравнение Гамильтона-Якоби	398
---	-----

15. Уравнение Гамильтона-Якоби (398) — 16. Теорема Гамильтона-Якоби (398) — 17. Случай, когда H не содержит времени (400) — 18. Обратная теорема (402) — 19. Интегрирование уравнения Гамиль-

тона-Якоби (405) — 20. Случай интегрируемости Лиувилля (405) — 21. Случай интегрируемости Н. Д. Моисеева (407) 2°. Случай интегрируемости Штеккеля (410) — 23. Исследования Бургатти (412) — 24. Метод вариации произвольных постоянных (413) — 25. Случай, когда H не содержит времени (415).

Задача о двух телах 416

26. Канонические уравнения задачи о двух телах (416) — 27. Интегрирование уравнения Гамильтона-Якоби (419) — 28. Канонические элементы для эллиптической орбиты (421).

Задача о трех телах 425

29. Канонические уравнения задачи о трех телах (425) — 30. Алгебраические интегралы задачи о трех телах (426) — 31. Уравнения движения в относительных координатах Якоби (427) — 32. Вариация произвольных постоянных (431) — 33. Канонические элементы Делонэ (434) — 34. Другие системы канонических элементов (438).

Специальные случаи задачи о трех телах 441

35. Задача о двух неподвижных центрах (441) — 36. Ограниченная задача о трех телах (443).

ДОБАВЛЕНИЕ II. ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ 446

Постановка вопроса 446

1. Общее определение устойчивости (446) — 2. Примеры устойчивых и неустойчивых решений дифференциальных уравнений (449) — 3. Дифференциальные уравнения возмущенного движения (452) — 4. Интегрирование уравнений возмущенного движения (455).

Общие теоремы об устойчивости 459

5. Исследование устойчивости невозмущенного движения (459) — 6. Критерии устойчивости (462) — 7. Критерии неустойчивости (465).

Уравнения с постоянными коэффициентами 468

8. Уравнения в вариациях (468) — 9. Случай, когда уравнения возмущенного движения имеют каноническую форму (469) — 10. Некоторые вспомогательные предложения (472) — 11. Определение устойчивости по корням характеристического уравнения системы в вариациях (475) — 12. Исследование сомнительного случая (479).

Основная литература по устойчивости движения 480

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1. Элементы и законы. Проблемы каждой науки могут быть выражены посредством известных понятий, которые назовем *элементами*, и разрешение этих проблем зависит от некоторых основных *положений* и *законов*. Элементы возникают из самой природы рассматриваемого предмета и выражаются или подразумеваются в формулировке рассматриваемых проблем. Принципы и законы дают соотношения между разными элементами, существование которых либо известно, либо предполагается. Они являются индукциями из опытов, или дедукциями из ранее принятых положений и законов, или просто условными соглашениями.

Для большей ясности изложения приведем в самом начале точное определение типа рассматриваемых проблем и перечислим элементы, которые они включают, а также принципы и законы, которые к ним относятся. Чтобы иметь полное понятие о характере полученных заключений, потребовалась бы философская дискуссия о реальности элементов и о происхождении и характере основных положений и законов. Но эти вопросы не могут войти сюда по причине трудности и сложности метафизических размышлений. Это не должно быть понято так, что такие исследования не ценны; наоборот, они всегда ведут к более простым и неоспоримым положениям, на которых покоится все рассуждение.

Метод действия в этой работе по необходимости будет заключаться в том, чтобы принять некоторые основные элементы и законы, не входя подробно в вопросы об их реальности или законности. Достаточно рассмотреть, являются ли они определениями или выводами из опыта, и указать, достаточно ли они проверены в их применениях. Они будут приняты с доверием, а следствия их выведены в рассматриваемых вопросах, поскольку это позволяют объем и рамки данной работы.

2. Тракуемые проблемы. Мы коротко рассмотрим движения материальной частицы, находящейся под действием некоторой центральной силы.

В частности будут исследованы движения двух свободных однородных сфер, подверженных лишь их взаимному тяготению при произвольных начальных условиях, а затем будут рассмотрены их движения, когда они подвергаются различным возмущающим влияниям. Основные свойства возмущений, возникающих от действия третьего тела, будут рассмотрены как с геометрической, так и с аналитической точки зрения. Здесь нужно различать два случая. Один, в котором движение спутника вокруг планеты возмущается Солнцем, и второй, в котором движение одной планеты вокруг Солнца возмущается другой планетой.

Другой класс основных проблем — это определение орбит неизвестных тел из наблюдений их положений в различные эпохи, произведенных с тела, движения которого известны. Другими словами, теории орбит комет и малых планет будут основаны на наблюдениях их видимых положений, произведенных с Земли. Такой неполный набросок вопросов, которых мы будем касаться, достаточен для перечисления основных элементов.

3. Перечисление основных элементов. При исследовании проблем, рассматриваемых в этой книге, понадобятся следующие элементы:

а) Действительные, а иногда комплексные *числа*.

б) *Пространство* трех измерений, обладающее одинаковыми свойствами в любом направлении.

с) *Время*, которое будет рассматриваться как независимая переменная.

д) *Масса*, имеющая обычные свойства инерции и т. д., которые постулируются в элементарной физике.

е) *Сила* согласно значению этого термина в физике.

Положительные числа возникают в арифметике, и положительные, отрицательные и комплексные числа — в алгебре. Пространство появляется сначала как существенный элемент в геометрии. Время появляется сперва как существенный элемент в кинематике. Масса и сила появляются и должны быть приняты как существенные элементы в различных проблемах. Мы не будем определять эти известные элементы.

4. Перечисление положений и законов. При выражении различных величин числами надо сделать известное соглашение о том, что будем считать положительным и что отрицательным. Аксиомы обычной геометрии мы принимаем за верные.

Основными положениями, от которых может зависеть вся работа в теоретической механике, являются три аксиомы Ньютона, или законы движения. Два первых были известны еще Галилею и Гюйгенсу, но впервые они были опубликованы вместе во всей своей полноте Ньютоном в «Началах» в 1687 г. Эти законы следующие¹⁾:

Закон I. *Всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения, пока и поскольку оно не понуждается приложенными силами изменить это состояние.*

Закон II. *Изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит по направлению той прямой, по которой эта сила действует.*

Закон III. *Действию всегда есть равное и противоположное противодействие, иначе взаимодействия двух тел друг на друга между собой равны и направлены в противоположные стороны²⁾.*

5. Происхождение законов движения. Ньютон называет законы движения *аксиомами* и после каждого из них делает несколько замечаний относительно значения данного закона. Позднейшие авторы, в том числе Томсон и Тэт³⁾, считают эти законы выведенными из опытов, но пола-

1) Можно применять и действительно применялись другие основные законы, но они с самого начала требуют применения более трудных математических основ. Таковы: принцип Даламбера, принцип Гамильтона и система Кирхгофа, Маха, Герца, Больцмана и т. д.

2) Перевод акад. А. Н. Крылова. *Прим. ред.*

3) Томсон и Тэт, *Natural Philosophy*, vol. I. Art. 243.

гают формулировку их Ньютоном окончательной и принимают их в точно такой же форме, в которой они были даны в «Началах».

Действительно, нет указаний на то, что ньютоновы законы движения не согласуются с обычным астрономическим опытом или что они не могут быть основанием для небесной механики. Но в отдельных отраслях физики, в частности в электричестве и свете, некоторые явления не вполне согласуются с ньютоновыми положениями, и это недавно привело Эйнштейна и других к развитию так называемого *принципа относительности*. Так как для астрономии последствия этого изменения основ механики очень незначительны, если только рассматриваемое время не слишком продолжительно, то независимо от того, правильны они или нет, они не могут быть рассмотрены во введении к предмету.

6. **Замечания о первом законе движения.** В первом законе утверждение о том, что тело, не подверженное действию никаких сил, движется *равномерно*, можно рассматривать как определение *времени*, потому что иначе подразумевалось бы, что есть методы измерения времени без участия движения. Действительно, во всех способах, применяемых для измерения времени, эта часть закона является основной предпосылкой.

Например, принимается, что Земля вращается равномерно, потому что на нее не действует никакая сила, изменяющая заметным образом ее вращения¹⁾.

Вторая часть закона, которая утверждает, что движение происходит *по прямой линии*, если тело не подвержено никаким силам, может быть принята за определение прямой линии, если предположить, что можно установить случай, когда тело не подвержено никаким силам; или ее можно принять вместе с первой частью показателем того, действуют ли силы, если предположить, что возможно дать независимое определение прямой линии. Каждая альтернатива ведет к трудностям при попытке дать точные и согласованные определения.

7. **Замечания о втором законе движения.** Во втором законе утверждение о том, что изменение количества движения пропорционально действующей силе, может быть рассмотрено как определение отношения между силой и веществом, благодаря чему возможно измерение величины силы или количества вещества в теле, смотря по тому, что предполагается известным независимо.

Под изменением количества движения подразумевается изменение скорости, умноженной на массу движущегося тела. Обычно это называется *изменением момента*, и идеи второго закона могут быть выражены следующим образом: *изменение момента пропорционально действующей силе и происходит в направлении прямой линии, по которой действует сила. Или ускорение движения тела прямо пропорционально действующей силе и обратно пропорционально массе и происходит в направлении действия силы.*

На первый взгляд кажется, что сила может быть измерена без отношения к развитой скорости, и эта мысль в известном смысле правильна. Например, сила, с которой тяжесть тянет тело вниз, часто измеряется

¹⁾ См. Вудворд, *Astronomical Journal*, vol. XXI, 1901.

натяжением спиральной пружины, или напряжение магнитного действия может быть измерено кручением нити. Но во всех случаях закон противодействия определяется несколько иначе, может быть, не непосредственно при помощи развитой скорости, но в конечном счете неизбежно дело сводится к ней. В связи с этим стоит упомянуть, что все единицы абсолютной силы, как *дина*, несомненно, содержат в своем определении идею о развитой скорости.

Во втором законе подразумевается, что действие силы совершенно одинаково, в каком бы положении покоя или движения тело ни находилось и каким бы другим силам оно ни подчинялось. Изменение движения тела, на которое действует ряд сил, в конце интервала времени таково же, как если бы каждая сила действовала отдельно в течение такого же времени. Отсюда следующее добавление ко второму закону: *если любое число сил действует на тело одновременно, находится ли оно в состоянии покоя или движения, каждая сила производит то же самое изменение движения, какое она произвела бы, если бы на действовала одна на тело в состоянии покоя*. Очевидно, этот принцип ведет к большим упрощениям механических проблем, потому что согласно с ним действия различных сил могут быть рассмотрены отдельно.

Ньютон вывел из второго закона движения *параллелограмм сил*¹⁾. Он рассуждал, что так как силы измеряются ускорениями, которые они производят, то равнодействующая, скажем, двух сил может быть измерена равнодействующей их ускорений. Так как ускорение имеет величину и направление, то оно может быть представлено направленной линией или *вектором*. Равнодействующая двух сил будет тогда представляться диагональю параллелограмма, две смежные стороны которого изображают две силы.

Одно из наиболее частых применений параллелограмма сил встречается в статике, которая сама по себе не включает идей движения и времени. Идея массы в ней также может быть вполне исключена. Против ньютонова параллелограмма сил были возражения на том основании, что он требует фундаментальных понятий, гораздо более сложных, чем те, к которым он применяется. Среди доказательств, устраняющих это возражение, одно принадлежит Пуассону²⁾, который основывает его на аксиоме, что равнодействующая двух равных сил, приложенных к точке, направлена по биссектрисе угла, который они между собой образуют. Затем выводится величина равнодействующей и простыми способами получается общий закон.

8. Замечания к третьему закону движения. Два первых закона движения достаточны для определения движения одного тела, подверженного любому числу известных сил; но нужен другой принцип, когда исследование касается движения системы двух или более тел, подверженных общим взаимодействиям. Третий закон движения точно выражает это положение. То-есть, если одно тело давит на другое, то второе с той же силой сопротивляется действию первого, а также, хоть это и не легко представить, если одно тело действует на другое на расстоянии,

1) «Начала», Следствие I законов движения

2) *Traité Mécanique*, т. I, стр. 45 и след.

то второе противодействует первому с равной и противоположно направленной силой.

Предположим, что можно применить данную силу по желанию; тогда по второму закону движения могут быть измерены относительные массы тел, так как они обратно пропорциональны ускорениям, которые им сообщают одинаковые силы. Когда их относительные массы найдены, можно проверить третий закон, позволяя различным телам действовать друг на друга и измеряя их относительные ускорения. Чтобы проверить закон, Ньютон сделал несколько опытов, как например измерял отскоки от ударов упругих тел и наблюдал ускорения магнитов, плавающих в сосуде с водой. Главная трудность в опытах возникает в устранении сил, посторонних рассматриваемой системе, и, очевидно, они не могут быть полностью устранены. Путем некоторого рассуждения Ньютон пришел к тому, что отрицать третий закон — значило бы противоречить первому¹⁾.

Мах указывает, что нет точных способов измерения сил кроме как при помощи ускорений, которые они производят, и поэтому рассуждения предыдущего параграфа действительно образуют замкнутый круг. Он возражает также ньютонову определению, что масса пропорциональна произведению объема и плотности тела. Он предпочитает основываться на опыте, что два тела, которые действуют друг на друга, производят противоположно направленные ускорения, и *отсюда определяет* относительные величины масс как обратно пропорциональные этим ускорениям. Опыт показывает дальше, что если относительные массы двух тел определены их взаимодействием с третьей, то отношение остается одинаковым, какой бы ни была третья масса. Таким образом, если одно тело принять за единицу массы, массы всех других тел могут быть определены однозначно.

В Поучении, приложенном к законам движения Ньютона, сделано несколько замечаний относительно важного свойства третьего закона. В 1742 г. Даламбер впервые сформулировал его таким образом, что стало действительно возможно выразить это свойство математически, и с тех пор оно известно под его именем²⁾. Сущность его такова: если тело подвергается ускорению, то его можно рассматривать как подверженное действию силы, равной и противоположно направленной к силе, производящей ускорение. Это можно считать одинаково правильным, возникла ли сила от другого тела, образующего с рассматриваемым систему, или источник ее находится вне системы. Вообще в системе любого числа тел равнодействующие всех приложенных сил равны и противоположны реакциям соответствующих тел. Другими словами, силы *реакции* или *вызванные* силы образуют системы, которые находятся в равновесии для каждого тела и для системы в целом. Это придает всей динамике форму статики и формулирует положения так, что они могут быть выражены математическими терминами. Эта формулировка третьего закона движения сделалась основной точкой для изысканий и весьма общих исследований Лагранжа в вопросах динамики³⁾.

¹⁾ «Начала», Поучения к законам движения.

²⁾ См. «Механику» Аппеля, т. II, гл. XXIII

³⁾ Собрание сочинений, т. XI и XII.

Главным назначением основных принципов в науке является координирование различных явлений путем определения соотношений между ними. Ценность основных принципов зависит от полноты координирования явлений и от быстроты, с которой они ведут к открытию неизвестных фактов; характеристиками основных положений должна быть их внутренняя согласованность между собой, а также с каждым наблюдаемым явлением и их простота.

Законы Ньютона замечательным образом координируют явления механики, в то время как их значение в открытиях подтверждается блестящими достижениями в физических науках за последние два столетия по сравнению с медленным и неуверенным продвижением в древности. Их не нашли взаимно противоречащими, и они согласуются почти со всеми явлениями, которые до сих пор были наблюдаемы, они замечательны по своей простоте, хотя некоторые считали их в известных отношениях многословными. Поэтому естественно желание знать, действительно ли они первичные и основные законы природы, даже если они изменены принципом относительности. Судя по прошлой эволюции научных и философских идей, нельзя сразу утверждать, что какое-либо определение является абсолютной истиной. Тот факт, что в основу системы механики бралось несколько основных принципов, указывает на возможность, что когда-нибудь сама ньютонова система или ньютонова система, измененная принципом относительности, если даже она не будет найдена ошибочной, будет заменена более простой даже в элементарных книгах.

ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ

9. Прямолинейное движение, скорость. Точка совершает *прямолинейное движение*, если она всегда находится на одной и той же прямой линии и если ее расстояние от постоянной точки на этой линии изменяется вместе со временем. Она движется с *постоянной скоростью* или равномерно, если проходит равные расстояния в равные промежутки времени независимо от их длины. *Скорость* измеряется расстоянием, пройденным в единицу времени; она может быть положительной и отрицательной в зависимости от направления движения. Поэтому в равномерном движении скорость дается уравнением:

$$v = \frac{s}{t}. \quad (1)$$

Если точка проходит неодинаковые расстояния в равные промежутки времени, то ее скорость изменяется, и тогда необходимо определить, что подразумевается под скоростью в данный момент. Предположим, что точка проходит расстояние Δs в течение времени Δt , и предположим, что промежуток времени Δt стремится к нулю таким образом, что Δt всегда содержит момент t . Предположим дальше, что для каждого Δt взято соответствующее Δs . Тогда скорость в момент t определяется формулой:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta s}{\Delta t} \right) = \frac{ds}{dt}. \quad (2)$$

Постоянная и переменная скорости могут быть определены аналитически следующим образом. Расстояние s , отсчитанное от неподвижной точки, рассматривается как функция времени и эта зависимость может быть записана в виде:

$$s = \varphi(t).$$

Тогда скорость определяется формулой:

$$v = \frac{ds}{dt} = \varphi'(t),$$

где $\varphi'(t)$ является производной от $\varphi(t)$ по времени t . Скорость называют постоянной или движение равномерным, если $\varphi'(t)$ не изменяется с t ; другими словами, если $\varphi(t)$ есть линейная функция от t вида $\varphi(t) = at + b$, где a и b — постоянные числа. Скорость называют переменной, если значение $\varphi'(t)$ изменяется с t .

Условимся относительно направления движения. Возьмем произвольную точку на прямой линии за исходную и будем считать расстояния, откладываемые направо — положительными, а налево — отрицательными. Если значение s , определяющее положение тела, алгебраически увеличивается со временем, то скорость будем считать положительной, если значение s алгебраически уменьшается с возрастанием времени, скорость считается отрицательной. В таком случае знак и численное значение v однозначно определяют как направление движения, так и его скорость.

10. Ускорение в прямолинейном движении. Ускорение есть изменение скорости и может быть постоянным или переменным. Так как случай, когда оно является переменным, включает в себе случай, когда оно постоянно, то достаточно рассмотреть первый. Определение ускорения в данный момент t аналогично определению скорости, и если ускорение обозначим через a , то оно дается формулой:

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta v}{\Delta t} \right) = \frac{dv}{dt}. \quad (3)$$

Принимая во внимание (2), получаем отсюда:

$$a = \frac{d}{dt} \left(\frac{ds}{dt} \right) = \frac{d^2s}{dt^2}. \quad (4)$$

Условимся относительно знака ускорения. Если с увеличением времени скорость алгебраически увеличивается, то ускорение будем считать положительным; если скорость алгебраически уменьшается при увеличении времени, то ускорение будем считать отрицательным.

11. Скорость в криволинейном движении. Если v обозначает в этом случае скорость и s дугу кривой, тогда

$$v = \left| \frac{ds}{dt} \right|, \quad (5)$$

где $\left| \frac{ds}{dt} \right|$ представляет числовое значение $\frac{ds}{dt}$. Скорость обладает свойством

вектора и может быть представлена таковым ¹⁾. Вектор может быть разложен единственным образом на три составляющие или компонента параллельно любым трем осям координат, и, наоборот, три составляющие путем геометрического сложения определяют единственным образом вектор.

Обычно проще всего взять прямоугольные оси и составляющие скорости, параллельные им. Пусть λ, μ, ν представляют углы между направлением движения и положительными направлениями осей x, y, z . Тогда

$$\left. \begin{aligned} \cos \lambda &= \frac{dx}{ds}, \\ \cos \mu &= \frac{dy}{ds}, \\ \cos \nu &= \frac{dz}{ds}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Пусть v_x, v_y, v_z представляют составляющие скорости v по трем осям. Тогда мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= v \cos \lambda = \frac{ds}{dt} \frac{dx}{ds} = \frac{dx}{dt}, \\ v_y &= v \cos \mu = \frac{ds}{dt} \frac{dy}{ds} = \frac{dy}{dt}, \\ v_z &= v \cos \nu = \frac{ds}{dt} \frac{dz}{ds} = \frac{dz}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Из этих уравнений следует, что

$$v = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2}. \quad (8)$$

12. Ускорение в криволинейном движении. Ускорение, как и скорость, проще всего разложить на составляющие, параллельные прямоугольным координатным осям. Обозначая эти составляющие буквами a_x, a_y, a_z , мы будем иметь:

$$a_x = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad a_y = \frac{d^2y}{dt^2}, \quad a_z = \frac{d^2z}{dt^2}. \quad (9)$$

Числовое значение полного ускорения определится формулой:

$$a = \sqrt{\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2y}{dt^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z}{dt^2}\right)^2}. \quad (10)$$

Вообще говоря, a не равно составляющей ускорения вдоль кривой, т. е. $\frac{d^2s}{dt^2}$.

¹⁾ См. «Механику» Аппеля, т. I, стр. 45, а также: М. П л а в к, Введение в общую механику. *П р и ж. р е д.*

Действительно, дифференцируя формулу:

$$v = \frac{ds}{dt} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2},$$

получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d^2s}{dt^2} &= \frac{\frac{dx}{dt} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dy}{dt} \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{dz}{dt} \frac{d^2z}{dt^2}}{\sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2}} = \frac{\frac{dx}{ds} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dy}{ds} \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{dz}{ds} \frac{d^2z}{dt^2}}{v} = \\ &= \frac{dx}{ds} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dy}{ds} \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{dz}{ds} \frac{d^2z}{dt^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом если известны составляющие ускорения и скорости, то полное ускорение дается формулой (10), и ускорение вдоль кривой — формулой (11). Тот факт, что они различны, на первый взгляд может вызвать удивление, но положение становится ясным, если рассмотреть тело, движущееся с постоянной скоростью по кругу. Ускорение вдоль кривой равно нулю, потому что скорость не изменяется. Но полное ускорение не равно нулю, потому что тело не движется по прямой линии.

13. Составляющие скорости вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору. Предположим, что траектория точки лежит в плоскости xu , и пусть ее полярные координаты будут r и θ . Тогда

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta. \quad (12)$$

Отсюда составляющие скорости равны:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} = v_x &= -r \sin \theta \frac{d\theta}{dt} + \cos \theta \frac{dr}{dt}, \\ \frac{dy}{dt} = v_y &= +r \cos \theta \frac{d\theta}{dt} + \sin \theta \frac{dr}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

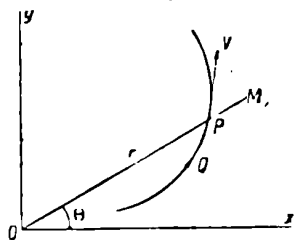


Рис. 1.

Пусть QP обозначает дугу кривой, которая описывается движущейся точкой (рис. 1). Когда точка находится в P , она движется в направлении PV , и скорость может быть представлена вектором PV . Пусть v_r и v_θ представляют составляющие скорости вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору¹⁾. Равнодействующая векторов v_r и v_θ совпадает с равнодействующей векторов $\frac{dx}{dt}$ и $\frac{dy}{dt}$, т. е. равна PV . Сумма проекций v_r и v_θ на любую прямую равняется сумме проекций $\frac{dx}{dt}$ и $\frac{dy}{dt}$ на ту же прямую. Поэтому, проектируя v_r и v_θ на оси x и y , находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v_r \cos \theta - v_\theta \sin \theta, \\ \frac{dy}{dt} &= v_r \sin \theta + v_\theta \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Сравнивая (13) и (14), мы находим искомые составляющие скорости по радиусу-вектору и по перпендикулярно к нему:

$$v_r = \frac{dr}{dt}, \quad v_\theta = r \frac{d\theta}{dt}. \quad (15)$$

¹⁾ v_r называют обычно радиальной скоростью. (Прим. ред.)

Квадрат скорости v определяется в этом случае формулой:

$$v^2 = v_r^2 + v_\theta^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2.$$

Составляющие скорости v_r и v_θ могут быть выражены через составляющие, параллельные осям x и y . Для этого умножим соответственно уравнения (14) на $\cos \theta$ и $\sin \theta$ и сложим, а затем на $-\sin \theta$ и $\cos \theta$ и сложим. В результате получим:

$$\left. \begin{aligned} v_x &= +\cos \theta \frac{dx}{dt} + \sin \theta \frac{dy}{dt}, \\ v_y &= -\sin \theta \frac{dx}{dt} + \cos \theta \frac{dy}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

14. Составляющие ускорения. Дифференцируя формулы (13), мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} a_x &= \frac{d^2x}{dt^2} = \left[\frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] \cos \theta - \left[r \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right] \sin \theta, \\ a_y &= \frac{d^2y}{dt^2} = \left[r \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right] \cos \theta + \left[\frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Пусть a_r и a_θ представляют составляющие ускорения вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору. Как и в § 13, из сложения и разложения векторов следует, что

$$\left. \begin{aligned} a_x &= a_r \cos \theta - a_\theta \sin \theta, \\ a_y &= a_r \sin \theta + a_\theta \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Сравнивая (17) и (18), мы находим:

$$\left. \begin{aligned} a_r &= \frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2, \\ a_\theta &= r \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right). \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Составляющие ускорения вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору выражаются через составляющие, параллельные осям x и y , следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} a_r &= +\cos \theta \frac{d^2x}{dt^2} + \sin \theta \frac{d^2y}{dt^2}, \\ a_\theta &= -\sin \theta \frac{d^2x}{dt^2} + \cos \theta \frac{d^2y}{dt^2}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Подобным же образом можно найти составляющие скорости и ускорения, параллельные любым прямым.

15. Приложение к точке, равномерно движущейся по кругу. Предположим, что точка движется с постоянной скоростью по кругу с центром в начале координат (рис. 2). Определим составляющие скорости и ускорения, параллельные осям x и y и параллельные и перпендикулярные радиусу. Обозначим радиус круга через R , тогда

$$x = R \cos \theta, \quad y = R \sin \theta.$$

Так как скорость постоянна, то угол θ пропорционален времени, т. е. $\theta = ct$, где c — постоянная. Следовательно,

$$x = R \cos(ct), \quad y = R \sin(ct). \quad (21)$$

Так как $\frac{d^2\theta}{dt^2} = c$ и $\frac{dR}{dt} = 0$, то составляющие скорости, параллельные осям x и y , находятся из (13):

$$v_x = -Rc \sin(ct), \quad v_y = Rc \cos(ct). \quad (22)$$

Из (15) находим, что

$$v_r = 0, \quad v_\theta = Rc. \quad (23)$$

Определяя по формулам (17) составляющие ускорения, параллельные осям x и y , находим:

$$\left. \begin{aligned} a_x &= -Rc^2 \cos(ct), \\ a_y &= -Rc^2 \sin(ct), \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

а из (19) получаем составляющие ускорения вдоль и перпендикулярно радиусу-вектору:

$$a_r = -Rc^2, \quad a_\theta = 0. \quad (25)$$

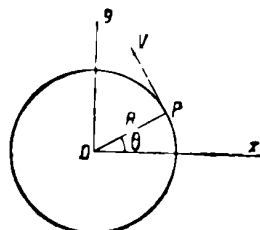


Рис. 2.

Заметим, что хотя движение в этом случае равномерно, скорость относительно неподвижных осей непостоянна, и ускорение не равно нулю.

Если предположить, что единственной причиной изменения движения или ускорения точки является внешняя сила, то отсюда следует, что точка не может двигаться по кругу с постоянной скоростью, не подвергаясь действию некоторой силы. Из уравнений (25) и из второго закона движения следует, что сила действует непрерывно по линии, которая проходит через центр круга.

16. Секториальная скорость. Предположим, что точка движется в плоскости xy . Пусть ΔA обозначает площадь треугольника OPQ (рис. 3), описанную радиусом-вектором в промежуток времени Δt .

Тогда

$$\Delta A = \frac{r'r}{2} \sin(\Delta\theta),$$

откуда

$$\frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{r'r}{2} \frac{\sin(\Delta\theta)}{\Delta\theta} \frac{\Delta\theta}{\Delta t}. \quad (26)$$

Когда угол $\Delta\theta$ безгранично уменьшается, отношение площади треугольника к площади сектора стремится к единице. Предел r' есть r , и предел $\frac{\sin(\Delta\theta)}{\Delta\theta}$ равен единице.

Переходя к пределу при $\Delta t = 0$, получим:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} r^2 \frac{d\theta}{dt}. \quad (27)$$

Эта величина называется секториальной скоростью движущейся точки. Переходя к прямоугольным координатам, путем подстановки

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{y}{x},$$

мы получим для секториальной скорости следующее выражение:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right). \quad (28)$$

Если движение происходит не в плоскости xu , то секториальную скорость проектируют на три основные плоскости. Эти проекции выражаются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_{xy}}{dt} &= \frac{1}{2} \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right), \\ \frac{dA_{yz}}{dt} &= \frac{1}{2} \left(y \frac{dz}{dt} - z \frac{dy}{dt} \right), \\ \frac{dA_{zx}}{dt} &= \frac{1}{2} \left(z \frac{dx}{dt} - x \frac{dz}{dt} \right). \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

В некоторых задачах механики иногда встречается случай, когда секториальная скорость остается постоянной, если начало координат выбрано подходящим образом; в этом случае мы будем говорить, что движение подчиняется закону площадей по отношению к этому началу, т. е.

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \text{const.}$$

Из этого уравнения и из (19) следует, что в этом случае

$$a_0 = 0,$$

т. е. что составляющая ускорения перпендикулярная радиусу-вектору равна нулю.

17. Приложение к движению по эллипсу. Предположим, что точка движется по эллипсу с полуосями a и b таким образом, что она подчиняется закону площадей по отношению к центру как к началу. Найдем составляющие ускорения вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору. Уравнения эллипса в параметрической форме имеют вид:

$$x = a \cos \varphi, \quad y = b \sin \varphi. \quad (30)$$

Действительно, исключая φ , мы получим обычное каноническое уравнение эллипса:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

Из (30) находим:

$$\frac{dx}{dt} = -a \sin \varphi \frac{d\varphi}{dt}, \quad \frac{dy}{dt} = b \cos \varphi \frac{d\varphi}{dt}. \quad (31)$$

Внося (30) и (31) в выражение для закона площадей:

$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = c,$$

получаем:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{c}{ab} = c_1.$$

Интегрируя последнее выражение, найдем:

$$\varphi = c_1 t + c_2,$$

и если $\varphi = 0$, когда $t = 0$, то $c_2 = 0$ и $\varphi = c_1 t$.

Внося последнее выражение для φ в (30), найдем:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -c_1^2 a \cos \varphi = -c_1^2 x,$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = -c_1^2 b \sin \varphi = -c_1^2 y.$$

Если эти значения производных подставить в (20), то составляющие ускорения вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору будут иметь следующий вид:

$$a_r = -c_1^2 r, \quad a_\theta = 0.$$

ЗАДАЧИ

1. Точка движется равномерно по винтовой линии, проведенной на круглом цилиндре радиуса R . Найдите составляющие скорости и ускорения, параллельные осям x , y и z . Уравнения винтовой линии следующие:

$$x = R \cos \omega, \quad y = R \sin \omega, \quad z = h\omega.$$

$$\text{Отв. } v_x = -Rc \sin(ct) \quad v_y = +Rc \cos(ct), \quad v_z = hc,$$

$$a_x = -Rc^2 \cos(ct), \quad a_y = -Rc^2 \sin(ct), \quad a_z = 0.$$

2. Точка движется по эллипсу, параметр и эксцентриситет которого p и e , с постоянной угловой скоростью относительно одного из фокусов, принятого за начало. Найдите составляющие скорости и ускорения вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору и параллельно к осям x и y в функции радиуса-вектора и времени.

Отв. $v_r = \frac{ec}{p} \cdot r^2 \sin(ct)$, $v_\theta = rc$,

$$v_x = -cr \sin(ct) + \frac{ec}{2p} \cdot r^2 \sin(2ct), \quad v_y = cr \cos(ct) + \frac{ec}{p} \cdot r^2 \sin^2(ct),$$

$$a_r = \frac{ec^2}{p} \cdot r^2 \cos(ct) + \frac{2e^2c^2}{p^2} r^3 \sin^2(ct) - c^2r, \quad a_\theta = \frac{2ec^2}{p} \cdot r^2 \sin(ct),$$

$$a_x = -c^2r \cos(ct) + \frac{ec^2}{p} \cdot r^2 - \frac{3ec^2}{p} \cdot r^2 \sin^2(ct) + \frac{2e^2c^2}{p^2} \cdot r^3 \sin^2(ct) \cos(ct),$$

$$a_y = -c^2r \sin(ct) + \frac{3ec^2}{2p} \cdot r^2 \sin(2ct) + \frac{2e^2c^2}{p^2} \cdot r^3 \sin^3(ct).$$

3. Точка движется по эллипсу таким образом, что она подчиняется закону площадей, относительно одного из фокусов, принятого за начало. Найдите составляющие скорости и ускорения вдоль и перпендикулярно радиусу-вектору и параллельно к осям в функции координат.

Отв. $v_r = \frac{eA}{p} \sin \theta$, $v_\theta = \frac{A}{r}$; $v_x = \frac{eA}{p} \sin 2\theta - \frac{A \sin \theta}{r}$, $v_y = \frac{eA}{p} \sin^2 \theta + \frac{A \cos \theta}{r}$,

$$a_r = -\frac{A^2}{p} \cdot \frac{1}{r^2}, \quad a_\theta = 0, \quad a_x = -\frac{A^2}{p} \cdot \frac{\cos \theta}{r^2}, \quad a_y = -\frac{A^2}{p} \cdot \frac{\sin \theta}{r^2}.$$

4. Ускорения вдоль осей x и y есть производные скорости вдоль этих осей, почему ускорения вдоль и перпендикулярно к радиусу-вектору не даются производными скоростей в соответствующих направлениях? Найдите ускорения вдоль осей, вращающихся с угловой скоростью, равной единице, в функции ускорений относительно неподвижных осей.

18. Центр массы n равных материальных точек¹⁾. Центр массы систем равных материальных точек определяется как точка, расстояние которой от любой плоскости равно среднему расстоянию всех материальных точек от этой плоскости. Это должно иметь место для трех координатных плоскостей.

Пусть (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) и т. д. представляют прямоугольные координаты различных материальных точек и $\bar{x}$, $\bar{y}$, $\bar{z}$ — прямоугольные координаты их центра массы; тогда по определению

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}, \\ \bar{y} &= \frac{y_1 + y_2 + \dots + y_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{n}, \\ \bar{z} &= \frac{z_1 + z_2 + \dots + z_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n z_i}{n}. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

¹⁾ Под «равными» материальными точками здесь подразумеваются точки, имеющие равные массы. *Прим. ред.*

Предположим, что масса каждой точки есть m , и пусть M представляет массу всей системы, т. е. $M = nm$. Умножая числители и знаменатели уравнений (32) на m , получаем:

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{m \sum_{i=1}^n x_i}{nm} = \frac{\sum_{i=1}^n m x_i}{M}, \\ \bar{y} &= \frac{m \sum_{i=1}^n y_i}{nm} = \frac{\sum_{i=1}^n m y_i}{M}, \\ \bar{z} &= \frac{m \sum_{i=1}^n z_i}{nm} = \frac{\sum_{i=1}^n m z_i}{M}. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Остается доказать, что расстояние точки $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ от любой другой плоскости является также средним расстоянием материальных точек от плоскости. Уравнение любой плоскости таково:

$$ax + by + cz + d = 0.$$

Расстояние точки $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ от этой плоскости определяется формулой:

$$\bar{d} = \frac{a\bar{x} + b\bar{y} + c\bar{z} + d}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}, \quad (34)$$

и также расстояние точки (x_i, y_i, z_i) от этой же плоскости есть

$$d_i = \frac{ax_i + by_i + cz_i + d}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}. \quad (35)$$

Из уравнений (32), (33) и (35) следует, что

$$\bar{d} = \frac{a \sum_{i=1}^n x_i + b \sum_{i=1}^n y_i + c \sum_{i=1}^n z_i + nd}{n \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} = \frac{\sum_{i=1}^n d_i}{n}.$$

Поэтому точка $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, представленная уравнениями (32), удовлетворяет определению центра массы по отношению ко всем плоскостям.

19. Центр массы неравных материальных точек. Имеются два случая: а) в котором массы соизмеримы и б) в котором массы несоизмеримы.

а) Выберем единицу m , на которую все n масс делятся без остатка. Предположим, что первая масса есть $p_1 m$, вторая $p_2 m$ и т. д., и пусть

$p_1 m = m_1$, $p_2 m = m_2$ и т. д. Можно считать, что система как бы состоит из $p_1 + p_2 + \dots$ точек, имеющих каждая массу m , и согласно § 18:

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\sum_{i=1}^n m p_i x_i}{\sum_{i=1}^n m p_i} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{M}, \\ \bar{y} &= \frac{\sum_{i=1}^n m p_i y_i}{\sum_{i=1}^n m p_i} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{M}, \\ \bar{z} &= \frac{\sum_{i=1}^n m p_i z_i}{\sum_{i=1}^n m p_i} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{M}. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

б) Выберем произвольную единицу m , меньшую каждой из n масс. Они будут выражены произведением m на целое число плюс некоторые остатки. Если пренебречь остатками, то уравнения (36) дают центр массы. Возьмем за новую единицу любую долю от m , остатки останутся прежними или уменьшатся в зависимости от их величины. Доля от m может быть взята столь малой, что каждый остаток будет меньше любой заданной величины. Уравнения (36) применимы также, если m_i являются массами тел минус остатки. Так как доли m стремятся к нулю как к пределу, то сумма остатков тоже стремится к нулю, и выражения (36) стремятся к пределам, в которых m_i являются действительными массами точек. Поэтому во всех случаях уравнениями (36) дается точка, которая удовлетворяет определению центра массы.

Тот факт, что если определение центра массы выполнено для трех координатных плоскостей, то оно также выполнено для всякой другой плоскости, легко может быть доказан, не прибегая к помощи общей формулы для расстояния любой точки от любой плоскости. Например, плоскость yz может быть приведена в любое положение изменением начала и последовательным вращением системы координат около различных осей. Следовательно, достаточно показать, что уравнения (36) не изменяются 1) при изменении начала и 2) при вращении вокруг одной из осей.

1) Перенесем начало вдоль оси x на расстояние a . Подстановка, которая выполняет этот перенос, такова: $x = x' + a$, и первое уравнение (36) примет вид:

$$\bar{x}' + a = \frac{\sum_{i=1}^n m_i (x'_i + a)}{M} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x'_i}{M} + \frac{a \sum_{i=1}^n m_i}{M},$$

откуда

$$\bar{x}' = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{M},$$

что имеет такую же форму, как и раньше.

2) Повернем оси x и y вокруг оси z на угол θ . Подстановка, выполняющая вращение, такова:

$$x = x' \cos \theta - y' \sin \theta,$$

$$y = x' \sin \theta + y' \cos \theta.$$

После этой подстановки первые два уравнения (36) получают следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{x}' \cos \theta - \bar{y}' \sin \theta &= \cos \theta \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i'}{M} - \sin \theta \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i'}{M} \\ \bar{x}' \sin \theta + \bar{y}' \cos \theta &= \sin \theta \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i'}{M} + \cos \theta \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i'}{M}. \end{aligned}$$

Решая эти уравнения, находим:

$$\bar{x}' = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i'}{M}, \quad \bar{y}' = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i'}{M}.$$

Поэтому точка (x, y, z) удовлетворяет определению центра массы по отношению к любой плоскости.

20. Центр тяжести. Материальные точки системы, находящиеся близко друг к другу на поверхности Земли, подчиняются силам, которые в достаточной мере параллельны и пропорциональны соответствующим массам. *Вес* или *тяжесть* частицы определяется как напряжение вертикальной силы f , равной произведению массы m точки на ее ускорение g . *Центр тяжести* системы определяется как точка, к которой если приложить сумму всех сил при условии жесткости системы, то действие на движение системы будет тем же самым, как при первоначальных силах при любой ориентировке системы.

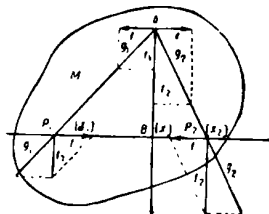


Рис. 4.

Теперь покажем, что центр тяжести совпадает с центром масс. Рассмотрим две параллельные силы f_1 и f_2 , действующие на жесткую систему M в точках P_1 и P_2 (рис. 4). Разложим эти две силы соответственно на составляющие f и g_1 и f и g_2 . Составляющие f , будучи равными и противоположными, взаимно уничтожаются. Тогда составляю-

щие g_1 и g_2 могут быть рассматриваемы как действующие на точку A . Разложим их опять так, чтобы противоположно направленные составляющие были равны и лежали на линии, параллельной P_1P_2 ; тогда другие составляющие будут направлены по линии AB , которая параллельна направлению первоначальных сил f_1 и f_2 , и будут соответственно равны f_1 и f . Поэтому равнодействующая f_1 и f_2 по величине и направлению равна $f_1 + f_2$. Из подобных треугольников находим, что

$$\frac{f_1}{f} = \frac{AB}{P_1B}, \quad \frac{f_2}{f} = \frac{AB}{P_2B},$$

откуда делением находим:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{P_2B}{P_1B} = \frac{x_2 - x}{x - x_1},$$

и, решая относительно $\bar{x}$, получаем:

$$\bar{x} = \frac{f_1 x_1 + f_2 x_2}{f_1 + f_2}.$$

Если равнодействующую этих двух сил соединить с третьей силой f_3 , то подобным путем находим, что точка, где их сумма может быть приложена с тем же самым действием, дается уравнением:

$$\bar{x} = \frac{f_1 x_1 + f_2 x_2 + f_3 x_3}{f_1 + f_2 + f_3},$$

и так дальше для любого числа сил. Подобные уравнения верны для параллельных сил, действующих в любом другом направлении.

Предположим, что имеется n материальных точек m_i , подчиненных n параллельным силам f_i , происходящим от притяжения Земли. Координаты их центра тяжести по отношению к началу таковы:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n f_i x_i}{\sum_{i=1}^n f_i} = \frac{\sum_{i=1}^n g m_i x_i}{\sum_{i=1}^n g m_i} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{\sum_{i=1}^n m_i} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i x_i}{M}, \quad \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i y_i}{M}, \quad \bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i z_i}{M}, \quad (37)$$

сткуда видно, что центр тяжести совпадает с центром массы. Тем не менее это не было бы вообще верно, если бы система не находилась в таком положении, что ускорения различных ее частей были бы между собой и равны и параллельны. Эйлер (1707—1783) предложил для центра массы название *центра инерции*.

21. Центр массы сплошного тела. Если точки системы тела становятся все более многочисленными и более близкими друг к другу, то система приближается к сплошному телу как к пределу. Точки обычных тел механики бесчисленны и неотличимо близки друг к другу, поэтому такие тела рассматриваются как сплошные массы. Отсюда для сплошных масс надо взять пределы выражений (37) при m_i стремящихся к нулю. В пре-

деле m превращается в dm , и сумма переходит в определенный интеграл. Поэтому формулы, дающие координаты центра массы, напишутся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\int x \, dm}{\int dm}, \\ \bar{y} &= \frac{\int y \, dm}{\int dm}, \\ \bar{z} &= \frac{\int z \, dm}{\int dm}, \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

где интегралы распространяются на все тело.

Если тело однородно, то плотность является отношением любой части массы к ее объему. Если тело неоднородно, то *средняя плотность* является отношением всей массы ко всему объему. Плотность в любой точке есть предел средней плотности объема, включающего данную точку, когда этот объем стремится к нулю как к пределу. Если плотность обозначить через σ , то элемент массы, выраженный в прямоугольных координатах, есть

$$dm = \sigma \, dx \, dy \, dz.$$

Тогда уравнения (38) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\iiint \sigma x \, dx \, dy \, dz}{\iiint \sigma \, dx \, dy \, dz}, \\ \bar{y} &= \frac{\iiint \sigma y \, dx \, dy \, dz}{\iiint \sigma \, dx \, dy \, dz}, \\ \bar{z} &= \frac{\iiint \sigma z \, dx \, dy \, dz}{\iiint \sigma \, dx \, dy \, dz}. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

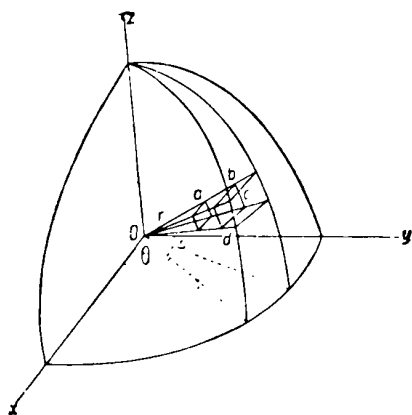


Рис. 5.

Пределы интегралов зависят от формы тела, и σ должно быть выражено в функции координат.

В некоторых задачах интегрирования выполняются более просто, если ввести полярные координаты. Элемент массы, выраженный в полярных координатах, есть

$$dm = \sigma \cdot \overline{ab} \cdot \overline{bc} \cdot \overline{cd}.$$

Из рис. 5 видно, что

$$ab = dr, \quad \overline{bc} = r d\varphi, \quad \overline{cd} = r \cos \varphi d\psi.$$

Поэтому

$$dm = r^2 \cos \varphi d\varphi d\psi dr, \quad (40)$$

и

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \varphi \cos \psi, \\ y &= r \cos \varphi \sin \psi, \\ z &= r \sin \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

откуда формулы (38) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\iiint_V r^3 \cos^2 \varphi \cos \psi d\varphi d\psi dr}{\iiint_V r^3 \cos \varphi d\varphi d\psi dr}, \\ y &= \frac{\iiint_V r^3 \cos^2 \varphi \sin \psi d\varphi d\psi dr}{\iiint_V r^3 \cos \varphi d\varphi d\psi dr}, \\ z &= \frac{\iiint_V r^3 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi d\psi dr}{\iiint_V r^2 \cos \varphi d\varphi d\psi dr}. \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Плотность σ должна быть выражена как функция координат, и пределы должны быть взяты так, чтобы охватить все тело. Если тело есть линия или поверхность, то формулы значительно упрощаются.

22. Плоскости и оси симметрии. Если однородное тело симметрично по отношению к любой плоскости, то центр массы находится в этой плоскости, потому что каждый элемент массы, лежащий по одну сторону от плоскости, может быть соединен с соответствующим элементом массы по другую сторону, и все тело может быть разделено на такие парные элементы. Эта плоскость называется *плоскостью симметрии*. Если однородное тело симметрично по отношению к двум плоскостям, то центр массы лежит на линии их пересечения. Эта линия называется *осью симметрии*. Если однородное тело симметрично по отношению к трем плоскостям, пересекающимся в точке, то центр массы находится в этой точке пересечения. Из рассмотрения плоскостей и осей симметрии центр массы многих простых фигур может быть выведен без применения методов интегрирования.

23. Приложение к неоднородному кубу. Предположим, что плотность прямо пропорциональна квадрату расстояния от одной из граней куба. Возьмем начало в одном из углов, и пусть плоскость yz совпадает с гранью нулевой плотности. Тогда $\sigma = kx^2$, где k является плотностью

на единице расстояния. Предположим, что ребра куба равны a ; тогда формулы (39) принимают вид:

$$\bar{x} = \frac{k \int_0^a \int_0^a \int_0^a x^3 dx dy dz}{k \int_0^a \int_0^a \int_0^a x^2 dx dy dz}, \quad \bar{y} = \frac{k \int_0^a \int_0^a \int_0^a x^2 y dx dy dz}{k \int_0^a \int_0^a \int_0^a x^2 dx dy dz},$$

$$\bar{z} = \frac{k \int_0^a \int_0^a \int_0^a x^2 z dx dy dz}{k \int_0^a \int_0^a \int_0^a x^2 dx dy dz}.$$

Выполняя интегрирования, находим:

$$\bar{x} = \frac{3a}{4}, \quad \bar{y} = \frac{a}{2}, \quad \bar{z} = \frac{a}{2}.$$

Если решать задачу с помощью полярных координат, то верхние пределы интегралов будут значительно сложнее, чем в прямоугольных координатах, и интегрирование соответственно будет труднее.

24. Приложение к октанту шара. Предположим, что шар однороден и что плотность его равна единице. В этом примере лучше применить полярные координаты, хотя это не является необходимым. В любой задаче можно применить уравнения (39) или (42), и выбор должен быть определен формой, которую принимают пределы в обоих случаях. Желательно иметь все пределы постоянными, если это возможно. Если центр шара взять за начало и радиус обозначить через a , то уравнения (42) примут вид:

$$\bar{x} = \frac{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^\pi r^3 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \cos \varphi d\varphi d\theta dr}{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^\pi r^2 \cos \varphi d\varphi d\theta dr}, \quad \bar{y} = \frac{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^\pi r^3 \cos^2 \varphi \sin \theta \sin \varphi d\varphi d\theta dr}{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^\pi r^2 \cos \varphi d\varphi d\theta dr},$$

$$\bar{z} = \frac{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^\pi r^2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi d\theta dr}{\int_0^a \int_0^\pi \int_0^\pi r^2 \cos \varphi d\varphi d\theta dr}.$$

Так как масса однородного шара с радиусом a и единицей плотности есть $\frac{4}{3} \pi a^3$, то каждый из знаменателей этих выражений равняется $\frac{1}{6} \pi a^3$. Это может быть непосредственно проверено интегрированием. Интегрируя числители по φ и подставляя пределы, мы получим:

$$\bar{x} = \frac{\frac{\pi}{4} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^a r^3 \cos \theta \, d\theta \, dr}{\frac{\pi}{6} a^3},$$

$$\bar{y} = \frac{\frac{\pi}{4} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^a r^3 \sin \theta \, d\theta \, dr}{\frac{\pi}{6} a^3},$$

$$\bar{z} = \frac{\frac{1}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^a r^3 \, d\theta \, dr}{\frac{\pi}{6} a^3}.$$

Интегрируя далее по θ , найдем:

$$\bar{x} = \frac{\frac{\pi}{4} \int_0^a r^3 \, dr}{\frac{\pi}{6} a^3}, \quad \bar{y} = \frac{\frac{\pi}{4} \int_0^a r^3 \, dr}{\frac{\pi}{6} a^3}, \quad \bar{z} = \frac{\frac{\pi}{4} \int_0^a r^3 \, dr}{\frac{\pi}{6} a^3}$$

и, наконец, интегрируя по r , получаем:

$$\bar{x} = \bar{y} = \bar{z} = \frac{3}{8} a.$$

Октант шара имеет три плоскости симметрии, а именно: плоскости, определенные центром шара, вершинами ограничивающего сферического треугольника и центрами их соответственно противоположных сторон; так как эти три плоскости пересекаются не только в точке, но также и по линии, то они не вполне определяют центр массы.

Так как почти все массы, встречающиеся в астрономических проблемах, суть шары или сплюснутые сфероиды с тремя плоскостями симметрии, пересекающимися в точке, но не по линии, то для них применение только что данных формул очень просто, и нет надобности в решении других примеров.

ЗАДАЧИ

1. Найдите центр массы тонкой прямой проволоки длины R , плотность которой прямо пропорциональна n -й степени расстояния от одного конца.

$$\text{Отв. } \frac{n+1}{n+2} R$$

от конца нулевой плотности

2. Найдите координаты центра массы тонкой однородной проволоки, согнутой в квадрант круга радиуса R .

$$\text{Отв. } \bar{x} = \bar{y} = \frac{2R}{\pi},$$

где начало принято в центре круга.

3. Найдите координаты центра массы тонкой однородной пластинки, имеющей форму квадранта эллипса с полуосями a и b .

$$\text{Отв. } \bar{x} = \frac{4a}{3\pi}, \quad \bar{y} = \frac{4b}{3\pi}.$$

4. Найдите координаты центра массы тонкой однородной пластинки, имеющей форму полной петли лемнискаты, уравнение которой есть $r^2 = a^2 \cos 2\theta$.

$$\text{Отв. } \bar{x} = -\frac{\pi a}{5}, \quad \bar{y} = 0.$$

5. Найдите координаты центра массы октанта однородного эллипсоида с полуосями a, b, c .

$$\text{Отв. } \bar{x} = \frac{3a}{8}, \quad \bar{y} = \frac{3b}{8}, \quad \bar{z} = \frac{3c}{8}.$$

6. Найдите координаты центра массы октанта шара радиуса R , плотность которого прямо пропорциональна n -й степени расстояния от центра.

$$\text{Отв. } \bar{x} = \bar{y} = \bar{z} = \frac{n+3}{n+4} \cdot \frac{R}{2}.$$

7. Найдите координаты центра массы параболоида вращения, отсеченного плоскостью, перпендикулярной к его оси.

$$\text{Отв. } \bar{x} = \frac{2}{3} h, \quad \bar{y} = \bar{z} = 0,$$

где h есть расстояние вершины параболоида от плоскости.

8. Найдите координаты центра массы круглого конуса, высота которого h и радиус основания R .

9. Найдите координаты центра массы двояковыпуклой линзы из однородного стекла, шаровые поверхности которой имеют радиусы r_1 и $r_2 = 2r_1$ и толщина которой в центре есть $\frac{r_1 + r_2}{4}$.

10. В вогнуто-выпуклой линзе радиусы кривизны выпуклой и вогнутой поверхностей равны r_1 и $r_2 > r_1$. Определите толщину и диаметр линзы так, чтобы центр массы лежал на вогнутой поверхности.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК ОТ ДРЕВНИХ ВРЕМЕН ДО НЬЮТОНА

25. Два деления истории. История развития небесной механики естественно разделяется на две части. Одна касается развития чисто формального взгляда на вселенную, естественного разделения времени, конфигурации созвездий и определения путей и периодов планет и их движений; другая трактует попытки и успехи в достижении правильных идей относительно физических сторон явлений природы, основных свойств силы, материи, пространства и времени и особенно взаимоотношений между ними. Правда, эти две линии в развитии астрономической науки не всегда отчетливо разделялись теми, кто их развивал; наоборот, они часто ассоциировались настолько тесно, что рассуждения последней сильно влияли на выводы первой. Хотя оба вида исследований должны быть строго различаемы в уме исследователя, но, конечно, ясно, что они должны постоянно служить контролем друг другу. Целью двух следующих параграфов будет охарактеризовать возможно короче развитие небесной механики по этим двум линиям со времени ранних греческих философов до того времени, когда Ньютон приложил свой гений к анализу введенных элементов и к их синтезу в одном из самых величайших произведений человеческого ума.

26. Формальная астрономия. Первое подразделение имеет дело с явлениями независимо от их причин и может быть названо формальной астрономией. Сутки, месяц и год — настолько очевидные естественные деления времени, что они были замечены самыми первобытными народами. Но определение связи между этими периодами требует умственного развития, необходимого для тщательных наблюдений; еще на самой заре халдейской и египетской истории они, повидимому, были известны с значительной точностью. Записи, оставленные этими народами об их более ранних цивилизациях, так бедны, что известно мало достоверного об их научных достижениях. Подлинная история астрономии фактически начинается с греков, которые, получив свои первые знания и вдохновение от египтян, продолжали развивать их с энтузиазмом и проникательностью, характерной для греческой расы.

Фалес Милетский (640—546 до н. э.) отправился в Египет и по своему возвращении основал ионическую школу астрономии и философии. Некоторое понятие об успехах, сделанных египтянами, может быть получено из того факта, что он учил о шарообразности Земли, наклонности эклиптики, о причинах затмений и согласно Геродоту предсказал затмение Солнца 585 г. до н. э. Согласно Ллэрцию он первый определил длину года. Будет справедливо заметить, что многие из своих сведений он заимствовал из Египта, хотя основание для предсказания затмений зиждется на периоде в 6585 суток, который известен как *сарос*, открытый халдеями. После истечения этого периода затмения Солнца и Луны повторяются почти при тождественных условиях, лишь за тем исключением, что они смещаются по земной поверхности на 120° к западу.

Анаксимандр (611—545 до н. э.), друг и, вероятно, ученик Фалеса, составил географические карты, и ему приписывают изобретение гномона.

Пифагор (около 569—470 до н. э.) совершил большие путешествия по Египту и Халдее и даже проник в Азию до берегов Ганга.

По возвращении он отправился в Сицилию и основал школу астрономии и философии. Он учил, что Земля и вращается и движется и что кометы, так же как и планеты, движутся по орбитам вокруг Солнца. Ему первому приписывают утверждение, что планета Венера является в разное время то вечерней, то утренней звездой.

Метон (около 465—385 до н. э.) довел до сведения ученых людей Эллады 19-летний цикл, почти равняющийся 235 синодическим месяцам, который с тех пор известен как метонов цикл. После истечения этого периода фазы Луны возвращаются в те же самые дни года и почти в то же время дня. Более точный каллиппский цикл состоит из четырех метонов циклов без одного дня.

Аристотель (384—322 г. до н. э.) разделял теорию шарообразной Земли и снабдил эту теорию многими доказательствами, которыми пользуются до настоящего времени.

Аристарх (310—250 до н. э.) написал важную работу, озаглавленную «Величины и расстояния». В ней он вычислил из положения, когда Земля находится в квадратуре при наблюдении с Луны, что расстояние последней от Земли составляет одну девятнадцатую расстояния Земли от Солнца. Упомянутое положение определяется наблюдением, когда Луна находится в первой четверти. Этому методу, который теоретически вполне правилен, мешает быть вполне успешным лишь практическая трудность точного определения, когда Луна имеет данную фазу.

Эратосфен (275—194 до н. э.) составил каталог 475 самых ярких звезд и известен определением размера Земли из измерения разности широт и расстояния Сиены в Верхнем Египте от Александрии.

Гиппарх (около 190—120 до н. э.) уроженец Вифинии, который наблюдал в Родосе и, возможно, в Александрии, был величайшим астрономом древности. Он соединял усердие и искусство наблюдателя со способностями математика. Последователь Евклида (около 330—275 до н. э.) в Александрии, он развил важную науку — сферическую тригонометрию. Он определял места на Земле при помощи их долготы и широты и звезды путем их прямых восхождений и склонений. Появление новой звезды побудило его составить каталог 1080 неподвижных звезд. Он измерил длину тропического года, длину месяца из затмений, движение лунных узлов, а также апогея лунной орбиты; он был автором первых солнечных таблиц; он открыл предвращение равноденствий и произвел многочисленные наблюдения планет. Труды Гиппарха известны только косвенно, его собственные записи были потеряны во время уничтожения большой Александрийской библиотеки сарацинами при Омаре в 640 г. н. э.

Птоломей (100—170 н. э.) продолжил работу Гиппарха и оставил памятником своих трудов «Альмагест», который к счастью сохранился неприкосновенным до сего времени и содержит много сведений большой ценности. Самым большим открытием Птолемея была эвекция Луны, которую он открыл, следя за Луной в течение целого месяца, вместо того чтобы сосредоточить свое внимание на определенных фазах, как это делали предыдущие наблюдатели. Он открыл рефракцию, но особенно прославился системой эксцентриков и эпициклов, которую он развил, чтобы объяснить кажущиеся движения планет.

После Птолемея наступило затишье, в течение которого не происходило развития науки ни у одного народа, кроме арабов, которые были скорее подражателями и комментаторами, нежели самостоятельными исследователями. В IX в. процветал величайший арабский астроном Аль-Баттани (850—929), им было произведено на Месопотамской равнине более точное измерение дуги меридиана, чем когда-либо до него. В X в. Аль-Суфи составил каталог звезд, основанный на его собственных наблюдениях. Другой каталог был сделан по указаниям Улуг-Бека (1393—1449) в Самарканде в 1433 г. В это время арабская астрономия уже практически перестала существовать.

Астрономия начала возрождаться в Европе к концу XV в. благодаря работам Пейрбаха (1423—1461), Вальтера (1430—1504) и Регiomонтана (1436—1476). Большой толчок в ее развитии был сделан знаменитым астрономом Коперником (1473—1543) и затем астрономия разрабатывалась с возрастающим усердием до настоящего времени. В 1543 г. Коперник опубликовал свой знаменитый труд «De Revolutionibus Orbium Coelestium», в котором он дал миру гелиоцентрическую теорию солнечной системы. Система Коперника была отвергнута Тихо Браге (1546—1601), который выдвинул свою собственную теорию, потому что он не мог заметить никакого параллакса у неподвижных звезд. По происхождению Тихо Браге был норвежец, но большую часть своей астрономической работы он произвел в Дании под покровительством короля Фридриха. После смерти Фридриха он переехал в Прагу, где прожил остаток своей жизни, имея пожизненную пенсию от Рудольфа II. Он был неутомимым и тщательным наблюдателем и сделал очень важные вклады в астрономию. В последние годы Тихо Браге имел своим учеником и ассистентом Кеплера (1571—1630), и из обработки наблюдений Тихо Браге Кеплер смог меньше чем в 20 лет после смерти своего предшественника опубликовать три закона движений планет. Из этих законов Ньютон (1642—1727) вывел закон тяготения.

Галилей (1564—1642), итальянский астроном, современник Кеплера, человек исключительной гениальности, впервые применил телескоп к изучению небесных объектов. Он открыл четыре спутника, обращающиеся вокруг Юпитера, кольца Сатурна и пятна на Солнце. Он, подобно Кеплеру, был ревностным защитником гелиоцентрической теории.

27. Динамическая астрономия. Под динамической астрономией подразумевается исследование механических и физических причин наблюдаемых явлений. Формальная астрономия настолько стара, что невозможно найти начало ее зарождения. Начало динамической астрономии, наоборот, относится ко времени после Аристотеля, и действительное развитие ее совершалось с большими перерывами.

Архимед из Сиракуз (278—212 до н. э.) был автором первых правильных идей, касающихся механических законов. Он правильно определил принципы рычага и значение центра тяжести тел. Его учение было развито и обобщено Леонардо да Винчи (1452—1519) в его исследованиях статического момента. Вся статика твердого тела включает лишь приложение математики к этим принципам.

Замечателен тот факт, что не было сделано ни одного важного открытия в области законов механики почти на протяжении 2000 лет после

Архимеда, т. е. до времени Стевина (1548—1620), который в 1586 г. впервые занялся механикой наклонной плоскости, и Галилея (1564—1642), который сделал первое важное открытие в области кинематики. Таким образом механические принципы, относящиеся к движению тел, не были известны почти до нового времени. Основной ошибкой в рассуждениях большинства исследователей было их предположение о необходимости непрерывно действующей силы для поддержания движения тела. Они думали, что для тела более свойственно состояние покоя, чем движения, что противоречит закону инерции (первый закон Ньютона). Этот закон был открыт Галилеем совершенно случайно при изучении движения тел, скатывающихся по наклонной плоскости на горизонтальную поверхность. Галилей принял следующее основное положение: изменение скорости или ускорение определяется силами, которые действуют на тело. Это положение содержит почти целиком два первые положения Ньютона. Галилей применил свои принципы с полным успехом при открытии законов падающих тел и законов движения снарядов. Благодаря своим открытиям он справедливо считается основателем динамики. Он первый применил маятник для измерения времени.

Гюйгенс (1629—1695), голландский математик и ученый, опубликовал в 1675 г. «*Horologium Oscillatorium*», содержащий теорию определения напряжения земной тяжести из опытов с маятником, теорию центра качания, теорию эволют и теорию циклоидального маятника.

Ньютон (1642—1727) завершил формулировку основных принципов механики и применил их с беспримерным успехом в разрешении механических и астрономических проблем. Он применял геометрию с таким искусством, что к его работам почти ничего не было прибавлено при применении его методов до настоящего времени.

Вскоре после Ньютона математики обратились к более общим и могучим методам анализа. Аналитическая механика была основана Эйлером (1707—1783) в его работе «*Mechanica sive Motus Scientia*» (Петербург 1736); она была развита Маклореном (1698—1746) в его работе «*A Complete System of Fluxions*» (Эдинбург 1742) и значительно усовершенствована Лагранжем (1736—1813) в его «*Mécanique Analytique*» (Париж 1788). «*Mécanique Céleste*» Лапласа (1749—1788) поставила небесную механику на еще более высокую ступень.

БИБЛИОГРАФИЯ

По истории небесной механики и астрономии см. Delambre, *Histoire de l'Astronomie Ancienne* (старая работа); L. Ideler, *Astronomische Beobachtungen der Alten* (старая работа); Paul Tannery, *Recherches sur l'Histoire de l'Astronomie Ancienne*; Grant, *History of Astronomy*; H. Hankel, *Geschichte der Mathematik im Alterthum und Mittelalter*; Whewell, *History of the Inductive Sciences* (2 vols); H. Sütter, *Geschichte der Mathematischen Wissenschaften* (2 vols); M. Cantor, *Geschichte der Mathematik* (3 vols); W. Ball, *A Short History of Mathematics*; Florian Cajori, *A History of Mathematics: Maximilian Marie*, *Histoire des Sciences Mathématiques et Physiques* (12 vols); Wolf R., *Geschichte der Astronomie*; Arthur Berry, *A History of Astronomy*; Ernest Lebon, *Histoire Abrégée de l'Astronomie*.

ГЛАВА II

ПРЯМОЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ

28. Задачи небесной механики. Большая часть задач небесной механики сводится к решению дифференциальных уравнений, которые в большинстве задач очень сложны вследствие наличия большого числа зависимых переменных. Анализ бесконечно малых большей частью рассматривает уравнения, в которых имеется лишь одна независимая и одна зависимая переменная, и переход к совместным уравнениям с несколькими переменными, требующий интерпретации в связи с физическими проблемами и механическими принципами, обычно делается не без некоторого затруднения. Настоящая глава будет посвящена формулированию и решению некоторых видов задач, в которых математические процессы тесно связаны с изложенными в математических руководствах. Это послужит как бы мостом между методами, применяемыми в работе с анализом бесконечно малых, и элементарными дифференциальными уравнениями и методами, которые характерны для механических и астрономических проблем.

Примеры, выбранные для иллюстрации принципов, большей частью взяты из астрономических проблем. Они достаточно интересны, чтобы оправдать себя, даже в том случае, если они и не потребуются для последующих более сложных рассуждений. Они охватывают теорию падающих тел, параболическое движение и метеорную и контракционную теорию солнечного тепла.

29. Дифференциальное уравнение движения падающей точки. Предположим, что масса точки есть m , и пусть s представляет направление ее падения. Возьмем начало O на поверхности Земли и будем считать положительным направление вверх. По второму закону движения произведение массы на ускорение пропорционально силе. Пусть k^2 обозначает множитель пропорциональности, числовое значение которого будет зависеть от принятых единиц длины, массы и времени.

Обозначая действующую силу через f , мы получим дифференциальное уравнение движения точки в виде:

$$m \frac{d^2s}{dt^2} = -k^2 f. \quad (1)$$

Последнее уравнение является также дифференциальным уравнением движения для любого случая, в котором равнодействующая всех сил направлена по той же прямой, по которой направлена также начальная скорость точки.

Сила f обычно зависит от разных величин, например от положения точки, времени t и скорости v . Чтобы отметить это, мы напомним уравнение (1) в следующем виде:

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = -k^2 f(s, t, v), \quad (2)$$

где $f(s, t, v)$ просто означает, что сила может зависеть от величин, стоящих в скобках. Чтобы решить это уравнение, надо выполнить два интегрирования, и характер интеграла будет зависеть от того, каким образом f связано с s , t и v . Рассмотрим отдельно некоторые случаи.

3). Случай постоянной силы. Этот простейший случай почти осуществляется, когда точка падает под действием тяжести на короткое расстояние вблизи земной поверхности. Если за единицу времени взять секунду, а за единицу длины — сантиметр, то $k^2 f = mg$, где g является ускорением силы тяжести на поверхности Земли. Числовое значение g , которое несколько изменяется с широтой, близко к 980. Тогда уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = -g. \quad (3)$$

Интегрируя последнее выражение один раз, получим:

$$\frac{ds}{dt} = -gt + c_1,$$

где c_1 есть постоянная интегрирования. Пусть начальная скорость точки, т. е. скорость в момент $t=0$, есть v_0 . Предыдущее выражение дает:

$$v_0 = c_1,$$

откуда

$$\frac{ds}{dt} = -gt + v_0.$$

Интегрируя это уравнение, найдем:

$$s = -\frac{gt^2}{2} + v_0 t + c_2,$$

где c_2 — вторая постоянная интегрирования.

Предположим, что точка начинает двигаться с расстояния s_0 от начала в момент $t=0$; тогда из последнего выражения имеем:

$$s_0 = c_2,$$

откуда

$$s = -\frac{gt^2}{2} + v_0 t + s_0. \quad (4)$$

Если даны начальные условия s_0 и v_0 в момент $t=0$, то это уравнение определяет положение точки в любой момент времени t . Отсюда же

можно определить время, в течение которого точка прошла некоторое расстояние, путем решения квадратного уравнения относительно t .

Если ускорение будет какой-нибудь другой положительной или отрицательной постоянной, то выражение для пройденного расстояния будет отличаться от (4) лишь коэффициентом при t^2 .

Можно еще получить важное соотношение между скоростью и положением точки. Помножим обе части уравнения (3) на $2 \frac{ds}{dt}$. Тогда, так как производная от $\left(\frac{ds}{dt}\right)^2$ есть $2 \frac{ds}{dt} \frac{d^2s}{dt^2}$, то, интегрируя, получим:

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = -2gs + c_3,$$

где c_3 — новая постоянная интегрирования.

Из начальных условий следует, что

$$c_3 = v_0^2 + 2gs_0,$$

откуда

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 - \left(\frac{ds}{dt}\right)_0^2 = -2g(s - s_0). \quad (5)$$

31. Сила притяжения изменяется прямо пропорционально расстоянию. Рассмотрим еще один случай, когда действующая сила изменяется прямо пропорционально расстоянию от начала. Предположим, что она всегда направлена к началу. Из опыта известно, что это условие довольно хорошо оправдывается при растяжении упругой нити в пределах известного натяжения. Когда точка находится на положительной стороне от начала, скорость будет уменьшаться, поэтому для таких положений точки ускорение должно быть взято с отрицательным знаком, и дифференциальное уравнение для положительных значений s будет иметь вид:

$$m \frac{d^2s}{dt^2} = -k^2s. \quad (6)$$

Если точка находится на отрицательном расстоянии от начала, то скорость возрастает и, следовательно, ускорение положительно. Правая часть уравнения (6) должна быть взята поэтому с таким знаком, чтобы она была положительной. Но так как s отрицательно, то знак этот есть минус, и уравнение (6) пригодно для любых положений точки.

Помножим обе части уравнения (6) на $2 \frac{ds}{dt}$ и проинтегрируем; мы получим:

$$m \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = -k^2s^2 + c_1.$$

Если $s = s_0$ и $\frac{ds}{dt} = 0$ в момент $t = 0$, то $c_1 = k^2s_0^2$, и уравнение примет вид:

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \frac{k^2}{m}(s_0^2 - s^2).$$

Извлекая квадратный корень и разделяя переменные, мы напомним последнее уравнение в виде:

$$\frac{ds}{\sqrt{s_0^2 - s^2}} = \pm \frac{k dt}{\sqrt{m}},$$

откуда, интегрируя, имеем:

$$\arcsin \frac{s}{s_0} = \pm \frac{kt}{\sqrt{m}} + c_2.$$

Из начальных условий находим, что $c_2 = \frac{\pi}{2}$, откуда

$$\arcsin \frac{s}{s_0} = \pm \frac{kt}{\sqrt{m}} + \frac{\pi}{2}.$$

Взяв синус от обеих частей этого уравнения, мы найдем:

$$s = s_0 \sin\left(\pm \frac{kt}{\sqrt{m}} + \frac{\pi}{2}\right) = s_0 \cos\left(\pm \frac{kt}{\sqrt{m}}\right). \quad (7)$$

Из этого уравнения видно, что движение будет колебательное с периодом $\frac{2\pi \sqrt{m}}{k}$ и симметричное по отношению к началу. По этой причине оно называется уравнением гармонического движения. Очевидно, что $\frac{ds}{dt}$ обращается в нуль, в некоторые моменты в течение движения для всех начальных условий, поэтому мы несколько не ограничили общности задачи, предполагая, что $\frac{ds}{dt} = 0$ при $t = 0$.

Уравнение (6) имеет форму дифференциального уравнения, встречающегося во многих физических проблемах. Если даны начальные условия, то оно определяет движение математического маятника, колебание камертона, малые изменения в положении земной оси и т. д. Поэтому метод нахождения его решения и определение постоянных интегрирования должны быть основательно усвоены.

ЗАДАЧИ

1. Начальная скорость точки 20 м/сек, и ее ускорение тоже 20 м/сек². Какова будет ее скорость в конце 4-й секунды и как далеко она продвинется?

Отв. $v = 100$ м/сек, $s = 240$ м.

2. Начальная скорость точки 10 м/сек, и, двигаясь с постоянным ускорением, она прошла 2050 м в 5 сек. Каково ускорение?

Отв. $a = 160$ м/сек².

3. Точка движется с ускорением в 5 м/сек². Какой путь она должна пройти, чтобы ее скорость увеличилась с 10 до 20 м в секунду?

Отв. 30 м.

4. Точка, начавшая двигаться с положительной начальной скоростью 10 м/сек и движущаяся с положительным ускорением в 20 м/сек², прошла путь в 420 м. Какое время требуется для этого?

Отв. $t = 6$ сек.

5. Покажите, что если частица, выведенная из состояния покоя, движется под влиянием силы притяжения, прямо пропорциональной расстоянию от начала движения, то время падения от любой точки до начала не зависит от расстояния движущейся точки.

6. Предположим, что точка движется под влиянием силы притяжения, прямо пропорциональной расстоянию, и что ускорение на расстоянии 1 м равно 1 м/сек². Если точка выведена из состояния покоя, то сколько времени потребуется на то, чтобы она упала с высоты 20 м до 10 м?

Отв. 1,0472 сек.

7. Предположим, что точка движется под влиянием силы, отталкивающей от начала и прямо пропорциональной расстоянию, покажите, что если $v = 0$ и $s = s_0$ при $t = 0$, то

$$1 - g \left(\frac{s + \sqrt{s^2 - s_0^2}}{s_0} \right) = \frac{k}{v m} t,$$

откуда, полагая, что $\frac{k}{v m} = K$,

$$s = \frac{s_0}{2} (e^{Kt} + e^{-Kt}) = s_0 \operatorname{ch} Kt.$$

Заметьте, что уравнение (7) может быть написано подобным образом:

$$s = \frac{s_0}{2} (e^{V^{-1}Kt} + e^{-V^{-1}Kt}) = s_0 \cos Kt.$$

8. Сила тяжести на поверхности Солнца в 28 раз больше таковой на Земле. Если солнечный протуберанец в 100 000 км высоты был образован взрывом, то какова должна быть скорость вещества, когда оно покинуло поверхность Солнца?

Отв. 234 км/сек.

32. Решение линейных уравнений при помощи показательных функций. Дифференциальное уравнение (6) и соответствующее уравнение для отталкивающей силы линейны относительно s и имеют постоянные коэффициенты. Общая теория показывает, что все линейные уравнения с постоянными коэффициентами могут быть решены при помощи показательных функций или в некоторых особых случаях при помощи показательных функций, умноженных на степени независимой переменной t . Преимущество этого метода заключается не только в его общности, но также в его простоте, и мы его применим для решения уравнений (5). Рассмотрим две формы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 s}{dt^2} + k^2 s &= 0, \\ \frac{d^2 s}{dt^2} - k^2 s &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Положим, $s = e^{\lambda t}$ и подставим это выражение в дифференциальные уравнения; получим:

$$\left. \begin{aligned} \lambda^2 e^{\lambda t} + k^2 e^{\lambda t} &= 0, \\ \lambda^2 e^{\lambda t} - k^2 e^{\lambda t} &= 0. \end{aligned} \right.$$

Так как эти уравнения должны быть удовлетворены всеми значениями t , для того чтобы $e^{\lambda t}$ было решением, необходимо, чтобы

$$\left. \begin{aligned} \lambda^2 + k^2 &= 0, \\ \lambda^2 - k^2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Пусть корни первого уравнения будут λ_1 и λ_2 , тогда первое уравнение (8) удовлетворяется обоими частными решениями $e^{\lambda_1 t}$ и $e^{\lambda_2 t}$. Общее решение есть сумма этих двух частных решений, умноженных каждое на произвольную постоянную. Точно такие же результаты получаются и для второго уравнения (8). Подставляя значения корней, получаем соответствующие общие решения:

$$\left. \begin{aligned} s &= c_1 e^{V^{-1}kt} + c_2 e^{-V^{-1}kt}, \\ s &= c'_1 e^{kt} + c'_2 e^{-kt}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где c_1 , c_2 , c'_1 и c'_2 обозначают постоянные интегрирования.

Пусть $s = s_0$ и $\frac{ds}{dt} = s'_0$ при $t = 0$. Уравнения (10) дают:

$$s_0 = c_1 + c_2,$$

$$s_0 = c'_1 + c'_2.$$

Дифференцируя (10), имеем:

$$\frac{ds}{dt} = c_1 V^{-1}k e^{V^{-1}kt} - c_2 V^{-1}k e^{-V^{-1}kt},$$

$$\frac{ds}{dt} = c'_1 k e^{kt} - c'_2 k e^{-kt}.$$

Представляя теперь $t = 0$ и $\frac{ds}{dt} = s'_0$, найдем:

$$c_1 V^{-1}k - c_2 V^{-1}k = s'_0,$$

$$c'_1 k - c'_2 k = s'_0.$$

Поэтому

$$c_1 = \frac{1}{2} \left(s_0 + \frac{s'_0}{k V^{-1}} \right),$$

$$c_2 = \frac{1}{2} \left(s_0 - \frac{s'_0}{k V^{-1}} \right),$$

$$c'_1 = \frac{1}{2} \left(s_0 + \frac{s'_0}{k} \right),$$

$$c'_2 = \frac{1}{2} \left(s_0 - \frac{s'_0}{k} \right).$$

Тогда общие решения (10) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} s &= \frac{s_0}{2} (e^{V^{-1}kt} + e^{-V^{-1}kt}) + \frac{s'_0}{2k V^{-1}} (e^{V^{-1}kt} - e^{-V^{-1}kt}), \\ s &= \frac{s_0}{2} (e^{kt} + e^{-kt}) + \frac{s'_0}{2k} (e^{kt} - e^{-kt}). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Эти уравнения могут быть написаны в виде:

$$s = s_0 \cos kt + \frac{s'_0}{k} \sin kt,$$

$$s = s_0 \operatorname{ch} kt + \frac{s'_0}{k} \operatorname{sh} kt.$$

Этот метод решения показывает гораздо яснее, чем другие методы, близкую связь между двумя проблемами.

33. Сила притяжения, изменяющаяся обратно пропорционально квадрату расстояния. При нахождении точки в положительном направлении от начала скорость алгебраически уменьшается, когда время увеличивается, происходит ли движение по направлению к началу или от него, поэтому в этой области ускорение отрицательно. Подобным же образом с отрицательной стороны от начала ускорение положительно. Так как $\frac{k^2}{s^3}$ всегда положительно, то правая часть в обоих случаях имеет разные знаки. Для простоты предположим, что масса притягиваемо: точки равна единице. Тогда дифференциальное уравнение движения для всех положений точки в положительном направлении от начала такова

$$\frac{d^2s}{dt^2} = -\frac{k^2}{s^3}. \quad (12)$$

Умножая обе части уравнения на $2 \frac{ds}{dt}$ и интегрируя, находим:

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \frac{2k^2}{s} + c_1. \quad (13)$$

Пусть $v = v_0$ и $s = s_0$ при $t = 0$; тогда

$$c_1 = v_0^2 - \frac{2k^2}{s_0}.$$

Подставляя это выражение для c_1 в (13), находим:

$$\frac{ds}{dt} = \pm \sqrt{\frac{2k^2}{s} + v_0^2 - \frac{2k^2}{s_0}}.$$

Если $v_0^2 - \frac{2k^2}{s_0} < 0$, то на некотором конечном расстоянии $s \frac{ds}{dt}$ обращается в нуль; если направление движения частицы таково, что она доходит до этой точки, то она в ней останавливается и начинает двигаться в противоположном направлении. Если $v_0^2 - \frac{2k^2}{s_0} = 0$, то $\frac{ds}{dt}$ обращается в нуль при $s = \infty$, и если частица движется от начала к бесконечности, то ее расстояние становится бесконечно большим, когда скорость приближается к нулю. Если $v_0^2 - \frac{2k^2}{s_0} > 0$, то $\frac{ds}{dt}$ никогда не обращается в нуль, и если частица движется от начала к бесконечности, то ее

расстояние станет бесконечно большим и скорость ее не будет стремиться к нулю.

Предположим, что $v_0^2 - \frac{2k^2}{s_0} < 0$ и что $\frac{ds}{dt} = 0$, когда $s = s_1$. Тогда уравнение (13) дает:

$$\frac{ds}{dt} = \pm \sqrt{\frac{2}{s_1}} k \sqrt{\frac{s_1 - s}{s}}. \quad (14)$$

Положительный или отрицательный знак берется в зависимости от того, удаляется или приближается точка к началу.

Последнее уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{s ds}{\sqrt{s_1 s - s^2}} = \pm \sqrt{\frac{2}{s_1}} k dt,$$

и, интегрируя, мы получим:

$$-\sqrt{s_1 s - s^2} + \frac{s_1}{2} \arcsin \left(\frac{2s - s_1}{s_1} \right) = \pm \sqrt{\frac{2}{s_1}} k t + c_2.$$

Так как $s = s_0$ при $t = 0$, то

$$c_2 = -\sqrt{s_1 s_0 - s_0^2} + \frac{s_1}{2} \arcsin \left(\frac{2s_0 - s_1}{s_1} \right),$$

откуда

$$\begin{aligned} \frac{s_1}{2} \left[\arcsin \left(\frac{2s - s_1}{s_1} \right) - \arcsin \left(\frac{2s_0 - s_1}{s_1} \right) \right] + \\ + \sqrt{s_1 s_0 - s_0^2} - \sqrt{s_1 s - s^2} = \pm \sqrt{\frac{2}{s_1}} k t. \end{aligned} \quad (15)$$

Это уравнение определяет время, в которое точка имеет данное положение направо от начала, на расстоянии меньшем, чем s_1 . Для значений s , больших s_1 , и для всех отрицательных значений s последний член левой части становится мнимым. Это означает, что уравнение не годится для таких значений переменных, как это и должно быть, потому что дифференциальные уравнения (13) и (14) имеют силу лишь для $0 < s \leq s_1$.

Предположим, что точка приближается к началу, тогда в правой части (15) должен быть взят отрицательный знак. Время, когда точка находилась в покое, получаем, полагая $s = s_1$ в (15), что дает:

$$T_1 = -\frac{1}{k} \sqrt{\frac{s_1}{2}} \sqrt{s_1 s_0 - s_0^2} - \frac{1}{k} \left(\frac{s_1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[+\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{2s_0 - s_1}{s_1} \right) \right].$$

Время, которое требуется для частицы, чтобы упасть из s_0 до начала, получается, полагая $s = 0$ в (15), что дает:

$$T_2 = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{s_1}{2}} \sqrt{s_1 s_0 - s_0^2} - \frac{1}{k} \left(\frac{s_1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} \left[-\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{2s_0 - s_1}{s_1} \right) \right].$$

Время, которое требуется для того, чтобы точка упала из состояния покоя при $s=s_1$ до начала, есть:

$$T = T_2 - T_1 = \frac{\pi}{k} \left(\frac{s_1}{2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (16)$$

34. Высота проекции. Когда постоянная c_1 определена из начальных условий, то уравнение (13) принимает вид:

$$\left(\frac{ds}{dt} \right)^2 - v_0^2 = v^2 - v_0^2 = 2k^2 \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s_0} \right).$$

Из этого уравнения следует, что скорость зависит лишь от расстояния точки от центра силы, а не от направления ее движения. Самое большое расстояние, на которое частица удаляется от начала, или высота проекции, получается, если положить $v=0$, что дает:

$$\frac{1}{s} = \frac{1}{s_0} - \frac{v_0^2}{2k^2}.$$

Но если высота проекции измеряется от начальной точки s_0 , что естественно при рассмотрении высоты проекции тела, брошенного с поверхности Земли, то формула принимает вид:

$$s_2 = s_1 - s_0 = \frac{v_0^2 s_0^2}{2k^2 - v_0^2 s_0}.$$

35. Скорость из бесконечности. Когда точка начинает двигаться от s с нулевой скоростью, то уравнение (13) принимает вид:

$$\left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = 2k \left(\frac{1}{s} - \frac{1}{s_0} \right). \quad (17)$$

Если точка падает с бесконечного расстояния, то s_0 есть бесконечность и уравнение приводится к:

$$\left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = \frac{2k^2}{s}. \quad (18)$$

На основании § 34 следует, что если точка брошена из некоторой точки s в положительном направлении со скоростью, определяемой уравнением (18), то она удалится в бесконечность. Закон притяжения, примененный в выводе уравнения (18), есть ньютонов закон тяготения, поэтому уравнение может быть использовано для вычисления скорости, которую приобретает точка, падающая из бесконечности на поверхности различных планет, спутников и на Солнце. Тогда если точка брошена с поверхностей различных тел солнечной системы с соответствующими скоростями, то она удалится в бесконечность, если на нее не будут действовать другие силы. Но если скорость точки будет лишь достаточной, чтобы удалить ее от спутника или планеты, то она будет подвержена притяжению остальных тел солнечной системы, среди которых главным, конечно, является Солнце, и она вообще не удалится в бесконечность и не будет окончательно потеряна для системы.

36. Приложение к рассеиванию атмосфер. Согласно кинетической теории газов объемы и давления газов поддерживаются взаимным столкновением отдельных молекул, которые вообще находятся в состоянии очень быстрого движения. Разреженность земной атмосферы и большое давление, равное почти 1 кг/см^2 , дает некоторое представление о большой скорости движения молекул и об очень частых повторениях их ударов.

Различные молекулы не движутся все с одинаковой скоростью в данном газе при определенных условиях; но число таких, которые имеют скорость движения, отличающуюся от средней квадратичной, быстро уменьшается с увеличением разности. Теоретически во всех газах ряд значений скоростей простирается от нуля до бесконечности, хотя сравнительно с другими крайние случаи встречаются бесконечно редко. Под постоянным давлением скорости прямо пропорциональны корню квадратному из абсолютной температуры и обратно пропорциональны квадратному корню из молекулярного веса.

Так как во всех газах существуют все скорости, то некоторые молекулы газообразных оболочек небесных тел должны двигаться со скоростями большими, чем *скорости из бесконечности*, как определено в § 35. Если молекулы близки к верхним границам атмосферы и начинают двигаться от тела, к которому они принадлежат, они могут избежать столкновения с другими молекулами и улететь, чтобы никогда не вернуться¹⁾. Так как кинетическая теория газов подтверждается наблюдениями и так как, если она верна, то некоторые молекулы должны двигаться со скоростями большими, чем скорость из бесконечности, то вероятно, что атмосферы всех небесных тел истощаются этим процессом; но в большинстве случаев он протекает крайне медленно и компенсируется отчасти приростом от метеорного вещества и атмосферными молекулами других тел. В верхних областях газообразных оболочек, из которых лишь и отлетают молекулы, температуры низки, по крайней мере для планет вроде Земли, и большие скорости редки. Если средняя квадратичная скорость равняется или превышает скорость из бесконечности, то процесс истощения будет протекать относительно быстро. Во всяком случае элементы и соединения с низким молекулярным весом теряются быстрее, и таким образом одни молекулы и атомы улетучиваются свободнее, а другие удерживаются сильнее.

Теперь рассмотрим, каким образом скорость из бесконечности по отношению к поверхности притягивающего шара изменяется с его массой и радиусом. Масса тела пропорциональна произведению его плотности на куб радиуса. Тогда k^3 , равное притяжению на единице расстояния, прямо пропорционально массе и поэтому прямо пропорционально произведению плотности на куб радиуса. Отсюда из уравнения (18) следует, что скорость из бесконечности на поверхности тела прямо пропорциональна произведению радиуса тела на квадратный корень из его плотности. Плотности и радиусы членов солнечной системы обычно выражаются в долях плотности и радиуса Земли; отсюда скорость из бесконеч-

¹⁾ Эта теория предложена Джонстоном Стоней, *Trans. Royal Dub'in Soc.*, 1892.

ности может быть легко вычислена для каждого из них после того как ее определили для Земли.

Пусть R обозначает радиус Земли и g — ускорение силы тяжести на ее поверхности. Тогда получаем, что

$$g = \frac{k^2}{R^2}. \quad (19)$$

Подставляя значение k^2 , определенное из этого уравнения, в (18), получаем для квадрата скорости следующее выражение:

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \frac{2gR^2}{s}.$$

Пусть $v = \frac{ds}{dt}$, когда $s = R$, откуда

$$v^2 = 2gR.$$

Возьмем за единицу времени секунду и за единицу длины метр. Тогда $R = 6\,371\,000$ и $g = 9,8094$ ¹⁾. Подставляя эти значения в последнее уравнение и выполнив вычисления, находим, что $v = 11\,180$ м/сек. Взяв относительные плотности и радиусы планет, мы находим следующие результаты:

Тело	Скорость улетучивания в м/сек	Тело	Скорость улетучивания в м/сек
Земля	11 180	Марс	5 180
Луна	2 396	Юпитер	61 120
Солнце	618 200	Сатурн	37 850
Меркурий	3 196	Уран	23 160
Венера	10 475	Нептун	20 830

Скорость из бесконечности уменьшается, в то время как расстояние, от центра планеты увеличивается, а необходимая скорость для того, чтобы молекула могла улететь, соответственно уменьшается и центробежное ускорение вращения планеты прибавляется к скоростям некоторых молекул.

Возникает вопрос, равняются ли или превосходят средние молекулярные скорости атмосферных элементов соответствующие скорости из бесконечности при условиях, преобладающих на поверхности различных перечисленных тел.

Давление газа можно найти экспериментальным путем, если даны плотность и температура на единицу поверхности, откуда может быть вычислена средняя квадратичная скорость. В кинетической теории газов доказывается, что средняя квадратичная скорость водородной молекулы при температуре 0°С под атмосферным давлением составляет около

¹⁾ g взято здесь для широты Парижа 48° 50'.

700 м/сек. При тех же условиях скорости молекул кислорода и азота примерно равны лишь одной четверти этой величины.

Поверхностные температуры нижних планет, конечно, гораздо выше, чем нуль градусов Цельсия в тех частях, где они получают лучи Солнца наиболее отвесно, даже если пренебречь всем теплом, которое когда-либо было получено ими изнутри. Из геологических данных относительно образования изверженных пород на Земле кажется вероятным, что в далеком прошлом планеты имели гораздо более высокую температуру и внешние планеты еще не остыли до твердого состояния. Имеется указание на то, что было время, когда наиболее тугоплавкие тела находились в расплавленном состоянии, откуда следует, что их температуры были около 3 000° или 4 000°С. Поэтому средняя квадратичная скорость могла быть гораздо больше чем 1 700 м/сек для водорода, как указано выше, и, вероятно, в течение долгого периода времени продолжала быть больше. Сравнивая эти результаты с таблицей скоростей из бесконечности, видно, что согласно этой теории Луна и нижние планеты не могли удержать в своей оболочке свободный водород и другие элементы очень малого молекулярного веса, как, например, гелий; в случае Луны, Меркурия и Марса должно было быть заметным улетучивание более тяжелых молекул, таких, как водород. Это особенно вероятно, если нагретые атмосферы простирались на большие расстояния. Верхние планеты, и особенно Солнце, могли удержать все обычные земные элементы, и по этой теории можно ожидать, что эти тела окружены обширными газовыми оболочками.

37. Сила пропорциональна скорости. Если точка движется в сопротивляющейся среде, то силы, которым она подвергается, зависят от ее скорости. Опыты показали, что в земной атмосфере, когда скорость меньше 3 м/сек, сопротивление изменяется почти пропорционально первой степени скорости; для скоростей от 3 до 300 м/сек оно изменяется почти пропорционально второй степени скорости, и для скоростей около 400 м/сек — почти как третья степень скорости.

а) Рассмотрим сначала случай, когда сопротивление пропорционально первой степени скорости, и предположим, что движение происходит на земной поверхности в горизонтальном направлении, не подвергаясь действию никаких сил, кроме возникающих от сопротивления. Тогда дифференциальное уравнение движения напишется следующим образом:

$$\frac{d^2s}{dt^2} + k^2 \frac{ds}{dt} = 0, \quad (20)$$

где k^2 есть положительная постоянная, которая зависит от выбора единиц, природы тела и характера сопротивляющейся среды. Уравнение (20) линейно относительно зависимой переменной s , и для его решения может быть применен общий метод решения линейных уравнений.

Делая подстановку:

$$s = e^{\lambda t}$$

и деля на $e^{\lambda t}$, мы получим:

$$\lambda^2 + k^2 \lambda = 0.$$

Корни этого уравнения равны:

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 = -k^2,$$

и общее решение напишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} s &= c_1 + c_2 e^{-k^2 t}, \\ \frac{ds}{dt} &= -c_2 k^2 e^{-k^2 t}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Пусть $\frac{ds}{dt} = v_0$ и $s = s_0$ при $t = 0$, тогда постоянные c_1 и c_2 могут быть выражены через v_0 и s_0 , и решение принимает вид:

$$s = s_0 + \frac{v_0}{k^2} - \frac{v_0}{k^2} e^{-k^2 t}. \quad (22)$$

б) Рассмотрим случай, когда сопротивление меняется пропорционально первой степени скорости, и предположим, что движение происходит по вертикальной линии. Направим положительный конец оси вверх. Когда движение направлено вверх, то скорость положительна и сопротивление уменьшает скорость. Поэтому, если движение направлено вверх, сопротивление производит отрицательное ускорение и дифференциальное уравнение движения имеет вид:

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + k^2 \frac{ds}{dt} = -g. \quad (23)$$

Если движение направлено вниз, сопротивление алгебраически увеличивает скорость и в этом случае сопротивление вызывает положительное ускорение. Но так как скорость имеет в обоих случаях противоположные знаки, то уравнение (23) одинаково годится для случая движения точки вверх или вниз.

Уравнение (23) линейно, но неоднородно и может быть легко решено способом вариации произвольных постоянных. Этот способ настолько важен в астрономических проблемах, что мы применим его в настоящем простом случае, хотя в нем нет никакой необходимости для получения решения уравнения (23). Рассмотрим сначала однородное уравнение:

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + k^2 \frac{ds}{dt} = 0, \quad (24)$$

которое получается из (23) отбрасыванием свободного члена. Общее решение этого уравнения дается первой формулой (21). Способ вариации произвольных постоянных состоит в определении c_1 и c_2 как функций t так, чтобы неоднородное уравнение (23) также было удовлетворено. Это налагает лишь одно условие на две величины c_1 и c_2 , и потому другое может быть взято совершенно произвольно.

Если коэффициенты c_1 и c_2 рассматриваются как функции t , то, дифференцируя первое уравнение (21), получаем:

$$\frac{ds}{dt} = -k^2 c_2 e^{-k^2 t} + \frac{dc_1}{dt} + e^{-k^2 t} \frac{dc_2}{dt}.$$

В качестве дополнительного условия, налагаемого на c_1 и c_2 , потребуем, чтобы эти величины удовлетворяли соотношению:

$$\frac{dc_1}{dt} + e^{-kt} \frac{dc_2}{dt} = \quad (25)$$

что упрощает выражение для $\frac{ds}{dt}$. Дифференцируя второй раз, имеем:

$$\frac{d^2s}{dt^2} = k^2 c_2 e^{-kt} - k^2 e^{-kt} \frac{dc_2}{dt}, \quad (26)$$

и уравнение (23) дает:

$$k^2 \frac{dc_1}{dt} = -g. \quad (27)$$

Из этого уравнения и (25) следует, что:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dc_1}{dt} &= -\frac{g}{k^2}, & \frac{dc_2}{dt} &= \frac{g}{k^2} e^{kt}, \\ c_1 &= -\frac{g}{k^2} t + c'_1, & c_2 &= \frac{g}{k^2} e^{kt} + c'_2. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где c'_1 и c'_2 — новые постоянные интегрирования. Внеся эти значения c_1 и c_2 в (21), найдем:

$$s = c'_1 + c'_2 e^{-kt} - \frac{g}{k^2} t + \frac{g}{k^4}. \quad (29)$$

Так как c'_1 произвольно, то, конечно, в него можно включить постоянную $\frac{g}{k^4}$.

Выражение (29) является общим решением (23), потому что оно содержит две произвольных постоянных c'_1 и c'_2 и подставленное в (23) тождественно ему удовлетворяет. Заметим, что часть решения, зависящая от c'_1 и c'_2 , имеет ту же форму, как и решение уравнения (20). Ясно, что общее решение можно найти тем же методом, если правая часть уравнения (23) будет известной функцией t вместо постоянной g .

Из уравнения (29) находим, что скорость точки равна:

$$\frac{ds}{dt} = -k^2 c'_2 e^{-kt} - \frac{g}{k^2}. \quad (30)$$

Предположим, что $s = s_0$, $\frac{ds}{dt} = v_0$ при $t = 0$. Подставляя эти значения в уравнения (29) и (30), находим:

$$s_0 = c'_1 + c'_2 + \frac{g}{k^4}, \quad v_0 = -k^2 c'_2 - \frac{g}{k^2},$$

откуда

$$c'_1 = s_0 + \frac{v_0}{k^2}, \quad c'_2 = -\frac{v_0}{k^2} - \frac{g}{k^4}.$$

Следовательно, если постоянные определены начальными условиями, то общее решение уравнения (29) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} s &= s_0 + \frac{v_0}{k^2} + \frac{g}{k^4} - \frac{g}{k^2} t - \left(\frac{v_0}{k^2} + \frac{g}{k^4} \right) e^{-k^2 t}, \\ \frac{ds}{dt} &= -\frac{g}{k^2} + \left(v_0 + \frac{g}{k^2} \right) e^{-k^2 t}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Точка достигает высшего положения, когда $\frac{ds}{dt}$ равно нулю. Обозначим время, когда она достигает этого положения, через T и соответствующую высоту через $S - s_0$. Тогда из уравнений (31) найдем:

$$e^{k^2 T} = 1 + \frac{k^2 v_0}{g}, \quad S - s_0 = \frac{v_0}{k^2} - \frac{g}{k^4} \ln \left(1 + \frac{k^2 v_0}{g} \right).$$

38. Сила пропорциональна квадрату скорости. При скорости сильного ветра или тела, падающего со значительной высоты, или брошенного мяча сопротивление почти пропорционально квадрату скорости. Теперь рассмотрим характер движения точки, брошенной вверх против силы тяжести и подвергающейся сопротивлению атмосферы, прямо пропорциональному квадрату скорости. Для простоты примем ускорение, происходящее от сопротивления при скорости, равной единице, за $k^2 g$. Тогда дифференциальное уравнение движения для точки с единицей массы примет вид:

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = -g - k^2 g \left(\frac{ds}{dt} \right)^2. \quad (32)$$

Это уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{\frac{d}{dt} \left(k \frac{ds}{dt} \right)}{1 + k^2 \left(\frac{ds}{dt} \right)^2} = -kg,$$

интегрируя которое получим:

$$\operatorname{arctg} \left(k \frac{ds}{dt} \right) = -kgt + c_1. \quad (33)$$

Если $\frac{ds}{dt} = v_0$ и $s_0 = 0$, когда $t = 0$, то

$$c_1 = \operatorname{arctg} (k v_0).$$

Подставив это значение c_1 в уравнение (33) и взяв тангенс от обеих частей, находим:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{1}{k} \frac{v_0 k - \operatorname{tg}(kgt)}{1 + v_0 k \operatorname{tg}(kgt)}. \quad (34)$$

Это уравнение выражает скорость как функцию времени. По умножении числителя и знаменателя правой части (34) на $\cos(kgt)$ числитель ста-

исвится производной по времени от знаменателя. Тогда, интегрируя, получаем окончательное решение в виде:

$$s = \frac{1}{k^2 g} \ln [v_0 k \sin(kgt) + \cos(kgt)] + c_2. \quad (35)$$

Из начальных условий следует, что $c_2 = 0$. Уравнение (35) выражает пройденное расстояние в функции времени.

Уравнения могут быть решены таким образом, что скорость будет выражена в функции расстояния. Уравнение (32) может быть написано в виде:

$$\frac{\frac{d}{dt} \left\{ k^2 \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 \right\}}{1 + k^2 \left(\frac{ds}{dt} \right)^2} = -2gk^2 \frac{ds}{dt},$$

интегрируя которое имеем:

$$\ln \left\{ 1 + k^2 \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 \right\} = -2gk^2 s + c'_1.$$

Из начальных условий следует, что

$$c'_1 = \ln(1 + k^2 v_0^2);$$

поэтому

$$\left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = \frac{1}{k^2} (1 + k^2 v_0^2) e^{-2gk^2 s} - \frac{1}{k^2}. \quad (36)$$

Полагая скорость равной нулю, мы получим максимальную высоту, на которую может подняться тело:

$$s = \frac{1}{2gk^2} \ln(1 + k^2 v_0^2).$$

Время достижения наивысшей точки находится из (34), полагая $\frac{ds}{dt} = 0$, что дает:

$$T = \frac{1}{kg} \operatorname{arctg}(v_0 k).$$

Когда точка падает, то сопротивление действует в противоположном направлении и знак последнего члена в (32) меняется. Это можно получить, написав $k\sqrt{-1}$ вместо k , и если такое изменение произвести во всем решении, то результаты будут верными. Конечно, чтобы избежать появления мнимых выражений, результаты должны быть написаны в форме показательных функций вместо тригонометрических, как они написаны в (34) и (35). Если начальная скорость равна нулю, то $v = 0$ и уравнения, аналогичные (34), (35) и (36), напишутся соответственно в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{ds}{dt} &= -\frac{1}{k} \frac{e^{kgt} - e^{-kgt}}{e^{kgt} + e^{-kgt}}, & e^{-2gk^2 s} &= \frac{e^{kgt} + e^{-kgt}}{2}, \\ \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 &= \frac{1}{k^2} (1 - e^{2gk^2 s}). \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

ЗАДАЧИ

1. Покажите, что

$$\frac{d^2s}{dt^2} = -k^2 \frac{s}{\sqrt{s^2 - s_0^2}},$$

где всегда берется положительное значение радикала, есть уравнение задачи параграфа 33, на какой бы стороне от начала точка ни была. Проинтегрируйте это уравнение.

2. Пусть в уравнении (23) $s = s' - \frac{g}{k^2} t$; проинтегрируйте непосредственно и покажите, что результат таков же, как полученный способом вариации произвольных постоянных.

3. Найдите уравнения (37) непосредственным интегрированием дифференциальных уравнений.

4. Предположим, что точка выведена из состояния покоя и движется под влиянием отталкивающей силы, обратно пропорциональной квадрату расстояния. Найдите скорость и истекшее время в функции пройденного пути.

Отв. $v^2 = 2k^2 \left(\frac{1}{s_0} - \frac{1}{s} \right)$, $k \sqrt{\frac{2}{s_0}} t = \sqrt{s^2 - s_0^2} + \frac{s_0}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{s^2 - s_0^2} + s - \frac{s_0}{2}}{\frac{s_0}{2}} \right)$.

5. Какова скорость из бесконечности по отношению к Солнцу на расстоянии, равном расстоянию Земли от Солнца?

Отв. 42 220 м/сек.

6. Предположим, что точка движется под влиянием силы притяжения, прямо пропорционально расстоянию, и испытывает сопротивление, пропорциональное скорости. Решите дифференциальное уравнение общим методом решения линейных уравнений.

Отв. Пусть k^2 есть множитель пропорциональности для скорости и l^2 для расстояния. Тогда решения таковы:

$$s = c_1 e^{\lambda_1 t} + c_2 e^{\lambda_2 t},$$

$$\lambda_1 = \frac{-k^2 + \sqrt{k^4 - l^2}}{l}, \quad \lambda_2 = \frac{-k^2 - \sqrt{k^4 - l^2}}{l}.$$

Рассмотрите подробнее форму решения и ее физическое значение, если а) $k^4 - l^2 < 0$, б) $k^4 - l^2 = 0$. с) $k^4 - l^2 > 0$.

7. Предположим, что в добавление к силам задачи 6 действует сила μe^{vt} ; получите решение способом вариации произвольных постоянных и исследуйте движение точки.

8. Примените способ вариации произвольных постоянных для линейного дифференциального уравнения третьего порядка.

9. Если $k^2 = 0$, то уравнение (23) определяет движение свободно падающего тела. Покажите, что предел решения (32), когда k^2 стремится к нулю, есть:

$$s = s_0 + vt - \frac{1}{2} g t^2.$$

39. Параболическое движение. Имеется ряд задач, требующих для своего решения математических приемов подобных тем, которые употреблялись до сих пор в этой главе, хотя движение происходит не по прямой линии. Благодаря сходству в анализе приводим краткое изложение этих задач.

Предположим, что точка подвергается постоянному ускорению, направленному вниз; задача состоит в том, чтобы найти характер описанной кривой, когда точка брошена в любом направлении. Траектория находится в плоскости, которую примем за плоскость xu . Пусть ось y вертикальна с положительным концом, направленным вверх. Тогда дифференциальные уравнения движения таковы:

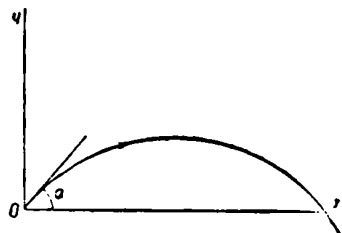


Рис. 6.

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -g. \quad (38)$$

Так как эти уравнения независимы друг от друга, то их можно интегрировать отдельно, что дает:

$$x = a_1 t + a_2, \\ y = -\frac{gt^2}{2} + b_1 t + b.$$

Пусть $x=y=0$, $\frac{dx}{dt} = v_0 \cos \alpha$, $\frac{dy}{dt} = v_0 \sin \alpha$, когда $t=0$, где α есть угол между направлением движения в начальный момент и плоскостью горизонта и v_0 начальная скорость (рис. 6). Тогда постоянные интегрирования имеют следующие значения:

$$a_1 = v_0 \cos \alpha, \quad a_2 = 0, \\ b_1 = v_0 \sin \alpha, \quad b_2 = 0,$$

и поэтому:

$$\left. \begin{aligned} x &= v_0 \cos \alpha \cdot t, \\ y &= -\frac{gt^2}{2} + v_0 \sin \alpha \cdot t. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Уравнение траектории получим, исключая t из этих двух уравнений:

$$y = x \operatorname{tg} \alpha - \frac{g \sec^2 \alpha}{2v_0^2} x^2. \quad (40)$$

Это есть уравнение параболы с вертикальной осью и вершиной, направленной вверх. Оно может быть написано в виде:

$$\left(x - \frac{v_0^2}{g} \sin \alpha \cos \alpha \right)^2 = -\frac{2v_0^2}{g \sec^2 \alpha} \left(y - \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} \right).$$

Уравнение параболы с вершиной в начале имеет форму:

$$x^2 = -2py,$$

где p есть параметр. Сравнивая это уравнение с уравнением кривой, которую описывает точка, мы видим, что координаты вершины или наивысшего положения таковы:

$$\bar{x} = \frac{v_0^2}{g} \sin \alpha \cos \alpha, \quad \bar{y} = \frac{v_0^2}{2g} \sin^2 \alpha.$$

Расстояние директрисы от вершины равно половине параметра; поэтому уравнение директрисы имеет вид:

$$y = y + \frac{p}{2} = \frac{v_0^2 \sin^2 \alpha}{2g} + \frac{v_0^2 \cos^2 \alpha}{2g} = \frac{v_0^2}{2g}.$$

Квадрат скорости получим из формулы:

$$v^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = v_0^2 - 2gy.$$

Чтобы найти место, где точка пересечет горизонтальную плоскость, положим $y=0$ в уравнении (40). Решения для x суть:

$$x=0 \text{ и } x = \frac{2v_0^2}{g} \sin \alpha \cos \alpha = \frac{v_0^2}{g} \sin 2\alpha.$$

Отсюда следует, что для данной начальной скорости дальность полета наибольшая, если $\alpha = 45^\circ$. Из (39) видно, что горизонтальная скорость равна $v_0 \cos \alpha$, отсюда продолжительность полета есть $\frac{2v_0}{g} \sin \alpha$. Поэтому, если другие начальные условия сохранены неизменными, вся продолжительность полета прямо пропорциональна синусу угла прицела.

Угол прицела для данной дальности полета находим, решая уравнение:

$$x = a = \frac{v_0^2}{g} \sin 2\alpha$$

относительно α . Если $a > \frac{v_0^2}{g}$, то решения, очевидно, нет. Если $a < \frac{v_0^2}{g}$, то имеется два решения, отличающиеся от значения a для максимальной дальности ($\alpha = 45^\circ$) на равные величины.

Если пренебречь изменением тяжести на разных высотах над земной поверхностью, кривизной Земли и сопротивлением воздуха, то приведенные выше исследования применимы к полету снарядов близ земной поверхности. Для тел с большой плотностью полученные результаты достаточно точны для небольших расстояний полета. Когда ускорение взято по направлению к центру Земли и предполагается, что тяжесть изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния, то путь, описанный точкой, есть эллипс с центром Земли, находящимся в одном из фокусов. Это будет доказано в следующей главе.

ЗАДАЧИ

1. Докажите, что если ускорения, параллельные осям x и y , постоянны, то путь, описанный точкой, есть парабола для общих начальных условий.

2. Найдите направление оси параболы, полученной в задаче 1, как функцию постоянных составляющих ускорения.

3. При соблюдении условий §9 найдите дальность полета на линии, составляющей угол β с осью x .

4. Покажите, что начальное направление наиболее дальнего полета относительно данной прямой, проходящей через начальную точку траектории, дается прямой, биссектрирующей угол между данной прямой и осью y .

5. Покажите, что геометрическое место вершин парабол при α , принимающем все возможные значения, есть эллипс, большая полуось которого есть $\frac{v_0^2}{g}$ и малая полуось $\frac{v_0^2}{2g}$.

6. Докажите, что скорость в любой точке траектории такова, как если бы точка падала от директрисы параболы.

ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ СОЛНЦА

40. Работа и энергия. Когда сила двигает точку против сопротивления, то говорят, что она производит *работу*. Количество работы пропорционально произведению сопротивления на путь, пройденный точкой.

В случае свободной точки сопротивление происходит всецело от инерции массы; наличие трения также является сопротивлением.

Энергия есть способность совершать работу. Если данное количество работы затрачено на то, чтобы сообщить движение свободной точке, то точка приобретает движение, позволяющее ей совершить точно такое же количество работы. Энергия движения называется *кинетической энергией*. Если точка задерживается трением, то часть первоначально затраченной работы используется на преодоление этого трения, и точка может совершить лишь столько работы, сколько было затрачено для приведения ее в движение.

Примерно до 1850 г. обычно предполагали, что работа, затраченная на преодоление трения, частично или, возможно, всецело потеряна. Другими словами, считали, что общее количество энергии в изолированной системе может непрерывно уменьшаться. Однако заметили, что трение производит тепло, звук, свет и электричество в зависимости от условий и что эти проявления энергии того же происхождения, как и начальная, но в иной форме. Затем было доказано, что измененные формы энергии в каждом случае количественно эквивалентны потерям первоначальной энергии. Блестящие опыты Джоуля и других, произведенные в середине XIX в., установили с большой определенностью тот факт, что общее количество энергии остается постоянным, каким бы изменениям она ни подвергалась. Этот принцип известен как *сохранение энергии* и сформулированный по отношению ко всей вселенной является одним из наиболее крупных обобщений в естественных науках прошлого столетия.

41. Вычисление работы. Вычислим теперь количество работы, произведенной ньютонианской силой при движении свободной точки. Пусть масса движущейся точки есть m , и постоянная, зависящая от массы притягивающего тела и единиц измерения, есть k^2 . Тогда

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = - \frac{k^2 m}{s^2}. \quad (41)$$

Правая часть есть сила, действующая на точку. По третьему закону Ньютона она по величине равна реакции или сопротивлению инерции. Тогда работа, произведенная при движении точки на элемент расстояния ds , равна:

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} ds = - \frac{k^2 m}{s^2} ds = dW.$$

Работу, совершенную при продвижении на промежуток от s_0 до s_1 найдем, интегрируя последнее выражение между пределами s_0 и s_1 . Выполним интегрирование, получим:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{ds_1}{dt} \right)^2 - \frac{m}{2} \left(\frac{ds_0}{dt} \right)^2 = k^2 m \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_0} \right).$$

Предположим, что начальная скорость равна нулю; тогда кинетическая энергия равняется работе, произведенной точкой:

$$W = \frac{m}{2} \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 = k^2 m \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_0} \right). \quad (42)$$

Согласно предположениям точка не имеет кинетической энергии в начале движения, и поэтому способность совершать работу равняется произведению половины массы на квадрат скорости. Если точка падает из бесконечности, то s_0 есть бесконечность, и формула для кинетической энергии принимает вид:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{ds_1}{dt} \right)^2 = \frac{k^2 m}{s_1}. \quad (43)$$

Если точка останавливается от столкновения с телом, когда она достигает расстояния s_1 , то ее кинетическая энергия переходит в иную форму энергии, например тепло. Путем опытов нашли, что тело, весящее 1 кг, падая с высоты 425 м¹), вблизи земной поверхности под влиянием силы земного притяжения производит достаточно тепла, чтобы поднять температуру одного килограмма воды на один градус Цельсия. Это количество тепла называется калорией²). Количество образовавшегося тепла пропорционально произведению квадрата скорости на массу движущейся точки. Тогда, принимая Q за число калорий, получаем, что

$$Q = C m v^2. \quad (44)$$

¹) Джоуль нашел 423,5; Роуланд 427,8. Результаты опытов приведены в «Теории тепла» Престона, стр. 594. См. также. К Ш е ф е р, Теория теплоты, ч. 1, стр. 79, ГТТИ, 1933. *Прим. ред.*

²) Одна тысячная доля этой единицы, относящаяся к грамму вместо килограмма, также называется калорией, в отличие от которой вышеприведенная иногда называется большой калорией.

Пусть m будет выражено в килограммах и v — в метрах в секунду. Для того чтобы опр делить постоянную C , возьмем Q и m каждое равным единице, тогда ско́рость будет такая же, как у тела, упавшего с высоты 425 м. В § 10 было показано, что если тело падает из состояния покоя, то:

$$s = -\frac{1}{2}gt^2,$$

$$v = -gt.$$

Исключая в этих уравнениях t , получаем:

$$v^2 = 2gs.$$

В принятых единицах $g = 9,8094$, и так как $s = 425$ и $v^2 = 8338$, то из (44) следует, что

$$C = \frac{1}{8338}.$$

Тогда общая формула (44) принимает вид:

$$Q = \frac{mv^2}{8338}, \quad (45)$$

где Q выражено в больших калориях, если килограмм, метр и секунда взяты за единицы массы, расстояния и времени.

42. Температура метеоров. Повышение температуры тела равно числу приобретенных тепловых калорий, деленных на произведение массы и удельной теплоемкости вещества. Предположим, что метеор, удельная теплоемкость которого равна единице (на самом деле она, вероятно, значительно меньше единицы), ударяется о Землю с некоторой данной скоростью. Требуется вычислить повышение его температуры, если он получит все образованное тепло. Удельная теплоемкость взята так, что увеличение температуры количественно равно числу калорий, образованных на единицу массы. Метеоры обычно встречаются Землю со скоростью около 40 233 м/сек. Подставляя 40 233 для v и единицу для m в (45), находим, что $T = Q = 194\,134$: число образованных калорий на единицу массы или число градусов, на которое повысится температура метеора.

На самом деле большая часть тепла передается атмосфере, хотя количество образованного тепла так велико, что можно ожидать, что только самых больших метеоров хватит на то, чтобы достичь земной поверхности.

Метеор, падая на Солнце из бесконечности, ударится о его поверхность, как показано в § 36, со скоростью около 618 км/сек. Поэтому образовавшееся тепло будет равно $\left(\frac{384}{5}\right)^2$ или в 236 раз больше тепла, образовавшегося при встрече с Землей. Отсюда следует, что при падении на Солнце 1 кг образует 45 800 000 кал.

43. Метеоритная теория солнечного тепла. Если вспомнить, какое огромное число метеоров [Г. А. Гиббон¹⁾ оценивает их в 8 000 000 ежедневно] встречается с Землей, то легко предположить, что их достаточно падает на Солнце, чтобы поддерживать его температуру. Это было выдвинуто как теория, объясняющая пополнение огромного количества тепла, излучаемого Солнцем. Нет сомнений в качественной правильности этого вопроса, и остается исследовать его в количественном отношении.

Допустим, что Солнце получает одинаковое количество тепла в любом направлении и что метеоры падают на него в равных количествах со всех сторон. Предположим, что количество тепла, излучаемого любой частью поверхности, будет равняться количеству тепла, образованному от столкновения метеоров с этой частью. Количество тепла, полученного Землей, относится ко всему количеству, излучаемому Солнцем, как телесный угол, под которым Земля видна с Солнца, к поверхности всей сферы. Часть солнечной поверхности, находящейся внутри конуса, основанием которого является Земля с вершиной в центре Солнца, относится ко всей поверхности Солнца, как телесный угол, под которым видна Земля, к поверхности всей сферы.

Поэтому Земля получает столько же тепла, сколько излучается, а следовательно, столько же тепла и образуется поверхностью, вырезанной этим конусом. Но Земля перехватит столько же метеоров, сколько упадет на эту малую поверхность, и поэтому получит тепло от встречи некоторого числа метеоров с ней самой и столько тепла от Солнца, сколько образует от встречи равного числа с Солнцем.

Тепло, полученное Землей из двух источников, пропорционально квадрату скоростей, с которыми метеоры встречаются с Землей и с Солнцем. Мы видели § 42, что это число есть $\frac{1}{236}$. Поэтому если эта метеоритная гипотеза о пополнении солнечного тепла правильна, то Земля получит $\frac{1}{236}$ долю того тепла от столкновения с метеорами, которые она получает от Солнца. Это последнее безусловно в миллион раз больше тепла, получаемого Землей от метеоров, и, следовательно, теория о том, что солнечное тепло поддерживается столкновением метеоров, не приемлема.

44. Контракционная теория Гельмгольца. Количество работы, совершенной точкой, пропорционально произведению пройденного расстояния на сопротивление. Однако здесь ничего не говорится о том, сколько времени должно продолжаться движение, и если работа перешла в тепло, то общее количество тепла одно и то же, падает ли точка сразу через все расстояние или проходит его в несколько последовательных более коротких падений. Если тело сжимается, то это равносильно ряду последовательных очень коротких движений всех его точек по прямым линиям по направлению к центру, и очевидно, что если закон плотности известен, то может быть вычислено количество образованного тепла.

В 1854 г. Гельмгольц применил эту мысль к вычислению солнечного тепла в попытке объяснить источник его пополнения. Он предположил, что Солнце сжимается таким образом, что оно всегда остается однород-

¹⁾ *Mem. Nat. Acad. of Sci.*, т. I.

ным. Хотя это предположение, конечно, неправильно, тем не менее полученные результаты имеют большое значение и дают хорошее представление о том, что в действительности происходит при сжатии. Математическая часть теории изложена в «Philosophical Magazine» за 1856 г., стр. 516.

Рассмотрим однородный газообразный шар, радиус которого R_0 и плотность σ . Пусть M_0 обозначает его массу, а dM — элемент массы, взятой где-либо внутри или на поверхности шара. Обозначим расстояние dM от центра шара через R и через M — массу шара радиуса R . Элемент массы в полярных координатах есть (§ 21):

$$dM = \sigma R^2 \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta \, dR. \quad (46)$$

Элемент подвергается притяжению всех частей шара радиуса R . Как будет показано в главе IV, притяжение сферического слоя, находящегося от центра дальше, чем данный элемент, уравновешивается в противоположных направлениях так, что его не надо принимать во внимание при рассмотрении сил действующих на dM . Каждый элемент бесконечно тонкого слоя радиуса R притягивается к центру с силой, равной той, которая действует на dM ; поэтому весь слой можно рассматривать в целом.

Пусть dM_0 обозначает массу элементарной оболочки радиуса R . Интегрируя (46) по θ и φ , находим, что

$$dM_0 = \sigma R^2 dR \int_0^{2\pi} \left\{ \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \varphi \, d\varphi \right\} d\theta = 4\pi \sigma R^2 dR. \quad (47)$$

Сила, которая действует на dM_0 , равна $-\frac{k^2 M dM_0}{R^2}$. Элементарная работа, совершенная при движении dM_0 на элемент расстояния dR , равна:

$$dW_0 = -dM_0 \frac{k^2 M}{R^2} dR.$$

Работа, совершенная при движении слоя от расстояния CR до R , есть интеграл этого выражения между пределами CR и R или

$$W_0 = -dM_0 k^2 M \int_{CR}^R \frac{dR}{R^2} = \frac{dM_0 k^2 M}{R} \left(\frac{C-1}{C} \right).$$

Но $M = \frac{4}{3} \pi \sigma R^3$; отсюда, подставляя значения dM_0 из (47) и обозначая работу, совершенную элементарным слоем, через $W_0 = dW$, получаем, что

$$dW = \frac{16}{3} \pi^2 \sigma^2 k^2 \left(\frac{C-1}{C} \right) R^4 dR.$$

Интеграл этого выражения, взятый от 0 до R_0 , дает общее количество работы, совершенной при сжатии однородного шара от радиуса CR до R_0 , т. е.

$$W = \frac{16}{3} \pi^2 \tau^2 k^2 \left(\frac{C-1}{C} \right) \int_0^{R_0} R^4 dR = \frac{16}{15} \pi^2 \tau^2 k^2 \left(\frac{C-1}{C} \right) R_0^5,$$

что может быть написано так:

$$W = \frac{3}{5} k^2 \left(\frac{C-1}{C} \right) \frac{M_0^2}{R_0}. \quad (48)$$

Если C равняется бесконечности, то

$$W = \frac{3}{5} k^2 \frac{M_0^2}{R_0}. \quad (49)$$

Если секунда взята за единицу времени, килограмм — за единицу массы и метр — за единицу расстояния и если k^2 вычислено из значения g для Земли, то после деления W на $\frac{8338}{2}$ результат будет численно равен количеству образованного тепла в калориях при переходе всей работы в этот вид энергии. Повышение температуры получается от деления этого количества на произведение массы и удельной теплоты, оно равно:

$$T = \frac{Q}{\tau_1 M_0} = \frac{2W}{8338 \tau_1 M_0}, \quad (50)$$

где τ_1 есть удельная теплоемкость вещества. Или, подставляя (48) в (50), находим, что:

$$T = \frac{3}{5} k^2 \cdot \frac{C-1}{C} \cdot \frac{M_0}{R_0} \cdot \frac{2}{8338}. \quad (51)$$

Согласно определению, k^2 есть притяжение единицы массы на единицу расстояния, поэтому если m есть масса Земли и r — ее радиус, то

$$g = \frac{k^2 m}{r^2}.$$

Найдя отсюда k^2 и подставив в (51), мы получим:

$$T = \frac{3(C-1)}{5\tau_1 C} \cdot \frac{r^2}{R_0} \cdot \frac{M_0}{m} \cdot \frac{2g}{8338}. \quad (52)$$

Если тело сжалось из бесконечности ($C = \infty$), то количество образованного тепла будет достаточным, чтобы поднять его температуру на $T^\circ \text{C}$, где T дается уравнением:

$$T = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{\tau_1} \cdot \frac{r^2}{R_0} \cdot \frac{M_0}{m} \cdot \frac{2g}{8338}. \quad (53)$$

Пусть удельная теплоемкость принята за единицу, это есть удельная теплота воды ¹⁾. Значение g равно 9,8094, и

$$\frac{r^2}{R} = 116\,356,$$

$$\frac{M_0}{m} = 332\,000.$$

Подставляя эти числа в (53) и сделав приведение, находим, что

$$T = 27\,268\,000^\circ.$$

Поэтому Солнце, сжимаясь от бесконечности таким образом, чтобы всегда оставаться однородным, образует достаточно тепла, чтобы поднять температуру равновеликой массы воды более чем на 27 миллионов градусов Цельсия.

Если предположить, что Солнце сжалось лишь от орбиты Нептуна, то можно применить уравнение (52), которое даст значение для T приблизительно на 1/6000 меньше. Во всяком случае мы не намереваемся предполагать, что оно когда-либо сжалось от таких больших размеров; тем не менее данные результаты имеют большое значение и освещают многое в вопросе эволюции солнечной системы из протяженной туманности. Если бы сжатие Солнца было единственным источником его энергии, то это рассуждение дало бы определенное указание на верхний предел возраста Земли. Но предел настолько мал, что он несовместим с выводами, полученными различными способами на основании геологических данных, и он совершенно не согласуется с возрастом некоторых урановых руд, определенным на основании процентного содержания в них свинца. Последнее открытие огромной внутриатомной энергии, которая проявляется в распаде радия и нескольких других веществ, показывает существование источников энергии, которых до сих пор не принимали во внимание, и говорит за то, что солнечное тепло в части, если не в целом, происходит из этих источников. В настоящее время, конечно, еще нельзя указать пределы для возраста Солнца.

Опыты Аббота показали, что если предположить излучение солнечного тепла одинаковым по всем направлениям, то количество тепла, излучаемого ежегодно, повысит температуру массы воды, равную таковой Солнца, на $1^\circ,44$. Чтобы найти, как велико будет сжатие при настоящем радиусе, чтобы образовать достаточно тепла для поддержания излучения в течение 10 000 лет, подставим 14 400 для T в (52) и решим относительно C . Произведя вычисление, найдем, что

$$C = 1,000\,528.$$

¹⁾ Для всех обычных земных тел удельная теплоемкость меньше единицы, кроме газообразного водорода, удельная теплоемкость которого равна 3,409. Но легкие газы солнечной атмосферы также могут иметь большие теплоемкости. См. К. Шеффер, Теория теплоты, ч. 1, стр. 9, ГТТИ, 1933. *Прим. ред.*

Поэтому Солнце образовало бы достаточно тепла при сжатии примерно на одну четырехтысячную своего настоящего диаметра, чтобы поддержать излучение в течение 10 000 лет.

Средний видимый диаметр Солнца равен $1924''$, так что сокращение его диаметра на $0,000528$ произвело бы видимое изменение лишь на $1,0$, количество слишком малое, чтобы его заметить на таком объекте посредством методов, употребляемых в настоящее время. Выражая сжатие в других единицах, найдем, что ежегодное сжатие солнечного радиуса на 368 м достаточно для образования тепла, излучаемого в настоящее время.

ЗАДАЧИ

1. Согласно недавней работе Аббота из Смитсоновского института, квадратный метр, помещенный перпендикулярно к солнечным лучам, на расстоянии Земли получает $19,5$ больших калорий в минуту. Среднее количество, полученное квадратным метром на земной поверхности, относится к этому количеству, как площадь круга относится к поверхности шара такого же радиуса, или как $1:4$. Поэтому поверхность Земли получает в среднем 5 кал на квадратный метр в минуту. Сколько килограммов метеоритного вещества должно было бы упасть на Землю со скоростью $40\,233$ м/сек, чтобы образовать $1/238$ этого тепла?

Отв. $0,00001115$ кг.

2. Сколько килограммов должно было бы падать в среднем ежедневно на каждый квадратный километр? Тонн на всю Землю?

Отв. 161 кг. $90\,300\,000$ т.

3. Найдите количество работы, совершенной при сжатии шара на определенную долю радиуса, когда закон плотности есть $\sigma = \frac{1}{R^2}$.

$$\text{Отв. } W = 16 \pi^2 k^2 r^2 \left(\frac{C-1}{C} \right) \cdot R = k^2 \left(\frac{C-1}{C} \right) \cdot \frac{M_0^2}{R_0}$$

или $\frac{1}{8}$ совершенной работы, когда шар однороден.

4. Лаплас предположил, что сопротивление жидкости сжатию прямо пропорционально ее плотности, и на основании этого предположения нашел, что закон изменения плотности в шарообразном теле будет:

$$\sigma = \frac{G \sin \left(\mu \frac{R}{a} \right)}{\frac{R}{a}},$$

где G и μ — постоянные, зависящие от вещества, из которого состоит тело и a — радиус шара.

Этот закон плотности, примененный к Земле, находится в согласии с рядом явлений, как, например, прецессия равноденствий. Найдите количество тепла, образованного сжатием от бесконечно больших размеров до радиуса R_0 тела, имеющего закон плотности Лапласа.

5. Найдите, насколько тепло, образованное при сжатии Земли от плотности метеоритов $3,5$ до настоящей плотности в $5,6$, подняло бы температуру всей Земли, считая, что удельная теплота равна $0,2$.

Отв. $T = 6520^\circ 5$

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Законы падения тел при постоянном ускорении были открыты Галилеем и Стевином, а для многих случаев переменных ускорений — Ньютоном. Эти законы сравнительно просты, если их рассматривать аналитически. Движение по параболе было рассмотрено Галилеем и Ньютоном.

Кинетическая теория газов, повидимому, впервые была высказана И. Бэрнулли около середины XVIII в., но математически она была впервые развита Клаузиусом, Максвеллом, Больцманом, О. Мейером и позднее Бюрбури; Джинс и Гильберт сделали важные вклады в эту теорию.

Приводим некоторые из основных книг по этому предмету: Risteen, *Molecules and the Molecular Theory* (описательная работа); Boltzmann, *Gastheorie*; H. Watson, *Kinetic Theory of Gases*; O. Meyer, *Die Kinetische Theorie der Gase*; S. Burbury, *Kinetic Theory of Gases*; J. Jeans, *Kinetic Theory of Gases*¹).

Метеоритная теория солнечного тепла была впервые высказана Робертом Майером (R. Mayer). Контракционная теория была впервые изложена Гельмгольцем на публичной лекции в Кёнигсберге 7 февраля 1854 г. и опубликована позднее в *Phil. Mag.*, 1856. Важная статья Гомера Лена (Homer Lane) появилась в *Am. Journ. of Sci.*, июль 1870. Количество произведенного тепла зависит от закона изменения плотности газового шара. Исследованиям в этой области посвящены 16 статей Риттера (Ritter, *Wiedemann's Annalen*, т. V, 1873 до т. XX, 1883); Хилла (G. Hill, *Annals of Math.*, т. IV, 1883) и Дарвина (G. Darwin, *Phil. Trans.*, 1888).

О природе солнечного тепла рекомендуется прочитать оригинальные статьи. Внутриатомная энергия рассмотрена Резерфордом (Rutherford) в «Radioactive Substances and their Radiation».

О доказательствах большого возраста Земли см. Chamberlin в «Salisbury's Geology» т. II и III, стр. 413 и сл.; общие рассуждения возраста Земли см. Arthur Holmes, *The Age of the Earth*.

¹) См. также. К. Шеффер, Теория теплоты, и А. К. Тимирязев, Кинетическая теория материи.

ГЛАВА III

ЦЕНТРАЛЬНЫЕ СИЛЫ

45. Центральная сила. Эта глава посвящена исследованию движения материальной точки, подверженной действию силы притяжения или отталкивания, всегда направленной по прямой, проходящей через некоторую неподвижную точку. Эта неподвижная точка называется центром силы. При этом не обязательно предполагать, что сила исходит из этого центра или что имеется лишь одна сила, но под этим подразумевается просто, что равнодействующая всех сил, действующих на материальную точку, всегда проходит через эту неподвижную точку. Сила может быть направлена к точке или от нее. Она может по временам равняться нулю, но если материальная точка проходит через точку, где сила, действующая на нее, становится бесконечной, то для того чтобы проследить ее дальнейшее движение, нужно специальное исследование, которое здесь не может быть проведено. Так как в астрономических и физических проблемах наиболее часто встречаются именно силы притяжения, то рассмотренные формулы относятся к этому случаю; перемена знака при коэффициенте напряжения силы на единицу расстояния сделает формулы годными и для случая сил отталкивания.

Возьмем начало координат в центре силы и назовем расстояние движущейся точки от начала *радиусом-вектором*. Путь, описанный точкой, будем называть *орбитой*. Орбиты, которые мы будем рассматривать в этой главе, суть плоские кривые. Плоскость движения определяется положением центра силы и направлением начальной скорости точки. Так как выбор системы координат совершенно произволен, то мы всегда можем считать плоскость орбиты за плоскость xOy .

46. Закон площадей. Первая задача состоит в том, чтобы вывести общие свойства движения, применимые для всех центральных сил. Первое свойство, имеющее большое значение, есть закон площадей и составляет первое предложение ньютоновских «Начал». Этот закон гласит: если точка находится под действием центральной силы, то площади, описываемые радиусом-вектором, пропорциональны промежуткам времени, в течение которого они описаны. Доказательство Ньютона таково.

Пусть O — центр силы, и точка в начальный момент движется из A по направлению к B со скоростью AB (рис. 7). Тогда если бы не было внешних сил, действующих на нее, то по первому закону движения она дошла бы за две первые единицы времени до C . Но предположим, что когда она достигнет B , на нее подействует мгновенная сила, направленная так, что в единицу времени точка передвинулась бы к b , если бы она не имела предшествующего движения. Тогда по второму закону

движения точка будет двигаться по диагонали параллелограмма $BbCC'$ до C . Если бы не было действия никакой другой силы, то в следующую единицу времени она продвинулась бы с равномерной скоростью к D' . Но предположим, что когда она придет в C , на нее подействует в направлении к началу другая мгновенная сила с таким напряжением, что она продвинулась бы в единицу времени в r , если бы не было предшествующего движения. Тогда, как и прежде, точка будет двигаться по диагонали параллелограмма и придет в D в конце единицы времени. Этот процесс может быть повторен бесконечное число раз.

Рассматривая треугольники OAB , OBC' , OBC и т. д., мы легко обнаружим, что они равны. Следовательно, можно написать:

$$OAB = OBC' = OBC = OCD' = OCD = \text{и т. д.}$$

Отсюда следует, что $OAB = OBC = OCD = ODE$ и т. д., т. е. площади треугольников, пройденные в последовательные единицы времени, равны, и поэтому суммы площадей треугольников описанных в любые интервалы времени, пропорциональны этим интервалам.

Это рассуждение остается справедливым для любых промежутков времени, как бы они ни были малы. Рассмотрим путь, пройденный точкой за некоторый определенный конечный промежуток времени. Разделим этот промежуток на очень большое число очень малых промежутков и допустим, что отношение напряжения действующей в конце каждого промежутка мгновенной силы к величине самого промежутка остается конечным.

Путь точки представится в виде ломаной линии с очень большим числом звеньев.

Будем теперь неограниченно уменьшать наши частичные промежутки. Число звеньев ломаной линии будет неограниченно увеличиваться, и сама ломаная линия будет неограниченно приближаться к некоторой плавной кривой линии. При этом процессе площади, описанные радиусом-вектором, всегда будут пропорциональны временам, в течение которых они описаны.

Это будет верно и тогда, когда мы перейдем к пределу и когда ломаная линия превратится в плавную кривую, а последовательность мгновенных сил — в непрерывно действующую центральную силу.

Таким образом теорема площадей доказана.

Заметим, что совсем не обязательно, чтобы центральная сила изменялась непрерывно. Она может быть притяжением и мгновенно измениться в отталкивание или стать равной нулю, и закон все же будет иметь место, но, однако, необходимо исключить случай, требующий особого исследования, когда она становится бесконечно большой.

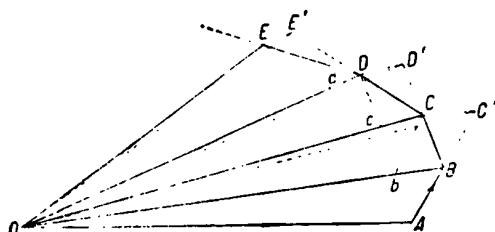


Рис. 7.

Линейная скорость движения изменяется обратно пропорционально длине перпендикуляра, опущенного из начала на касательную к кривой, по которой движется точка; действительно, площадь, описанная в единицу времени, равна произведению скорости на перпендикуляр к касательной. Так как площадь, описанная в единицу времени, остается постоянной, то отсюда следует, что линейная скорость точки изменяется обратно пропорционально длине перпендикуляра, опущенного из начала на касательную к орбите.

47. Аналитическое доказательство закона площадей. Хотя доказательство § 46 было проведено геометрически, однако там мы основывались по существу на элементах методов дифференциального и интегрального исчисления. Мы увидим в дальнейшем, что методы исследования всех проблем небесной механики по существу суть методы анализа, даже если мы пользуемся языком геометрии. Начинаящему обычно легче понять и проследить доказательство, если оно дано в геометрической форме, но геометрические рассуждения не имеют общности и содержат многие, часто неприятные трудности. С другой стороны, развитие анализа в точности соответствует его применению к решению этих проблем, и после того,

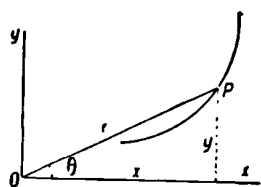


Рис. 8.

как его основы усвоены, это применение характеризуется сравнительной простотой и большой общностью. Некоторые задачи будут решены обоими методами, чтобы показать их тождество и иллюстрировать преимущества аналитического метода.

Пусть f есть ускорение, которому подвергается точка. По предположению, направление силы всегда проходит через неподвижную точку, которую примем за начало координат.

Пусть O — центр силы (рис. 8) и P — некоторое положение движущейся точки, прямоугольные координаты которой x и y , а полярные координаты r и θ . Тогда составляющие ускорения по осям x и y соответственно равны $\mp f \cos \theta$ и $\mp f \sin \theta$, и дифференциальные уравнения движения напишутся в виде:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \mp f \cos \theta = \mp f \frac{x}{r}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \mp f \sin \theta = \mp f \frac{y}{r}. \quad (1)$$

В правых частях этих уравнений должен быть взят отрицательный знак для сил притяжения и положительный для сил отталкивания.

Умножим первое уравнение (1) на $-y$, второе на $+x$ и сложим. Получаем:

$$x \frac{d^2y}{dt^2} - y \frac{d^2x}{dt^2} = 0.$$

Интегрируя это уравнение, найдем:

$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = h, \quad (2)$$

где h есть постоянная интегрирования.

Обычно интегралы дифференциальных уравнений приводят к важным теоремам и свойствам движения, даже если вся задача не решена. Более подробно мы рассмотрим это в дальнейшем.

Вспоминая результаты § 16, мы видим, что уравнение (2) может быть написано в форме:

$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = r^2 \frac{d\theta}{dt} = 2 \frac{dA}{dt} = h,$$

где A есть площадь, описанная радиусом-вектором за время t . Интегрируя последнее уравнение, получим:

$$A = \frac{1}{2} ht + c,$$

что показывает, что площадь A изменяется прямо пропорционально времени. Это и есть теорема, которую требовалось доказать.

48. Обратная теорема площадей. Допустим, что

$$A = c_1 t + c_2.$$

Дифференцируя по t , находим:

$$\frac{dA}{dt} = c_1.$$

В полярных координатах это уравнение принимает вид:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = 2c_1,$$

и в прямоугольных координатах:

$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = 2c_1.$$

Дифференцируя снова по t это уравнение, имеем:

$$x \frac{d^2 y}{dt^2} - y \frac{d^2 x}{dt^2} = 0,$$

откуда

$$\frac{d^2 x}{dt^2} : \frac{d^2 y}{dt^2} = x : y.$$

Это равенство показывает, что составляющие ускорения пропорциональны координатам; поэтому если закон площадей верен по отношению к точке, то равнодействующая ускорений проходит через эту точку.

Или, так как $r^2 \frac{d\theta}{dt} = 2c_1$, то, следовательно, $\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = 0$. Отсюда из уравнений (19) § 4 видно, что ускорение, перпендикулярное радиусу-вектору, равно нулю, откуда следует, что ускорение направлено по прямой, проходящей через начало, что и требовалось доказать.

49. Законы угловой и линейной скорости. Из выражения для закона площадей в полярных координатах следует, что

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{h}{r^2}, \quad (3)$$

поэтому *угловая скорость обратно пропорциональна квадрату радиус-вектора*.

Линейная скорость равна:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{ds}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{ds}{d\theta} \frac{h}{r^2}.$$

Пусть p обозначает длину перпендикуляра, опущенного из начала координат на касательную, тогда из дифференциального исчисления известно, что

$$\frac{ds}{d\theta} = \frac{r^2}{p}.$$

Следовательно, выражение для линейной скорости принимает вид:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{h}{p}, \quad (4)$$

т. е. *линейная скорость обратно пропорциональна перпендикуляру, опущенному из начала координат на касательную*.

СОВМЕСТНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ

50. Порядок системы совместных дифференциальных уравнений. В § 47 мы нашли один интеграл системы дифференциальных уравнений движения (1) в виде (2). Спрашивается, сколько еще нужно найти интегралов этой системы, чтобы иметь полное решение проблемы.

Число интегралов, которое требуется найти для полного решения системы дифференциальных уравнений, называется *порядком* системы. Так, уравнение:

$$\frac{d^n x}{dt^n} = c \quad (5)$$

n -го порядка, потому что, чтобы получить его решение, мы должны проинтегрировать его n раз.

Подобным же образом более общее уравнение

$$f_n \frac{d^n x}{dt^n} + f_{n-1} \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \dots + f_1 \frac{dx}{dt} + f_0 = 0, \quad (6)$$

где $f_n, \dots, f_0$ суть функции от x и t , должно быть проинтегрировано n раз, чтобы выразить x как функцию от t . Следовательно, оно также n -го порядка.

Исключая y и $\frac{dy}{dt}$ из (10) и (11), получаем уравнение в виде:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + F\left(x, \frac{dx}{dt}\right) = 0,$$

где F есть функция как x , так и $\frac{dx}{dt}$. Конечно, функции f и φ в уравнениях (10) могут быть таковы, что исключение y и $\frac{dy}{dt}$ будет очень затруднительно или даже практически невозможно.

Если бы нормальная система была третьего порядка относительно зависимых переменных x , y и z , то пришлось бы взять первую и вторую производную от первого уравнения и первую производную от второго и третьего уравнений. Эти четыре новых уравнения с первоначальными тремя составят семь, из которых вообще можно исключить y , z , $\frac{dy}{dt}$,

$\frac{dz}{dt}$, $\frac{d^2y}{dt^2}$ и $\frac{d^2z}{dt^2}$, получая в результате уравнение третьего порядка с одним x . Этот процесс можно распространить на систему любого порядка.

Дифференциальные уравнения (1) могут быть приведены путем подстановки $x' = \frac{dx}{dt}$, $y' = \frac{dy}{dt}$ к нормальной системе четвертого порядка:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= x', & \frac{dx'}{dt} &= \mp f_r^x, \\ \frac{dy}{dt} &= y', & \frac{dy'}{dt} &= \mp f_r^y. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Поэтому, чтобы иметь полное решение задачи, надо найти четыре интеграла. В уравнениях (12) составляющие скорости x' и y' играют роли, подобные координатам, и для краткости в будущем мы часто будем говорить о них как о координатах.

51. Понижение порядка. Если найден один интеграл системы дифференциальных уравнений, то получить решение можно двумя методами. Во-первых, могут быть найдены остающиеся интегралы из первоначальных дифференциальных уравнений, как если бы ни один не был еще известен; во-вторых, при помощи известного интеграла порядок системы дифференциальных уравнений может быть понижен на единицу. Покажем, как можно понизить порядок системы уравнений при помощи известных интегралов. Рассмотрим систему дифференциальных уравнений n -го порядка:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= f_1(x_1, \dots, x_n, t), \\ \frac{dx_2}{dt} &= f_2(x_1, \dots, x_n, t), \\ \frac{dx_n}{dt} &= f_n(x_1, \dots, x_n, t). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Предположим, что мы нашли один интеграл

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n, t) = \text{const.} = c.$$

Из $r^2 = x^2 + y^2$ следует, что:

$$x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt} = r \frac{dr}{dt},$$

поэтому

$$2 \frac{d^2x}{dt^2} \frac{dx}{dt} + 2 \frac{d^2y}{dt^2} \frac{dy}{dt} = -2f \frac{dr}{dt}.$$

Предположим, что f зависит лишь от одного r , как это имеет место в большинстве астрономических и физических задач. Тогда $f = \varphi(r)$ и

$$2 \frac{d^2x}{dt^2} \frac{dx}{dt} + 2 \frac{d^2y}{dt^2} \frac{dy}{dt} = -2\varphi(r) \frac{dr}{dt}.$$

Интегрируя это уравнение, получаем интеграл системы (1) в виде:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = v^2 = -2 \int \varphi(r) dr + c. \quad (15)$$

Если функция $\varphi(r)$ дана, то интеграл в правой части может быть вычислен. Обозначим этот интеграл через $\Phi(r)$; тогда

$$v^2 = -2\Phi(r) + c. \quad (16)$$

Если $\Phi(r)$ — однозначная функция от r , как это имеет место в физических задачах, то из (16) следует, что если центральная сила зависит только от расстояния, то скорость одинакова во всех точках, равноудаленных от начала. Ее величина в любой точке зависит только от начального расстояния и начальной скорости, а не от пройденного пути. Так как сила притяжения обратно пропорциональна квадрату расстояния между притягивающими телами, то любое тело солнечной системы, например комета, имеет ту же скорость на данном расстоянии от Солнца, независимо от того, удаляется она или приближается.

ПРИМЕРЫ, ГДЕ f ЕСТЬ ФУНКЦИЯ ОДНИХ КООРДИНАТ

53. Сила изменяется прямо пропорционально расстоянию. Чтобы найти интегралы уравнений (1), отличные от интегралов площадей, надо знать f как функцию координат. В случае, когда напряжение силы прямо пропорционально расстоянию, интегрирование становится особенно простым. Пусть k^2 есть ускорение на единицу расстояния и f есть притягивающая сила. Тогда $f = k^2 r$, уравнения (1) принимают вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -k^2 x, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -k^2 y. \quad (17)$$

Важным свойством этих уравнений является то, что они не зависят друг от друга, так как первое содержит только одну зависимую переменную x , а второе только y . Кроме того, они линейны, и, следовательно,

ние может быть получено методом, данным в § 32. Если $x = x_0$, $\frac{dx}{dt} = x'_0$, $y = y_0$, $\frac{dy}{dt} = y'_0$ при $t = 0$, то эти решения будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} x &= +x_0 \cos kt + \frac{x'_0}{k} \sin kt, & y &= +y_0 \cos kt + \frac{y'_0}{k} \sin kt, \\ \frac{dx}{dt} &= -kx_0 \sin kt + x'_0 \cos kt, & \frac{dy}{dt} &= -ky_0 \sin kt + y'_0 \cos kt. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Чтобы получить уравнение орбиты, нужно исключить t из первого и третьего уравнения (18). Умножая на соответствующие множители и складывая, получаем:

$$\left. \begin{aligned} (x_0 y'_0 - y_0 x'_0) \sin kt &= k(x_0 y - y_0 x), \\ (x_0 y'_0 - y_0 x'_0) \cos kt &= y'_0 x - x'_0 y. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Возводя каждое из этих уравнений в квадрат и складывая, найдем:

$$\begin{aligned} (k^2 y_0^2 + y_0'^2) x^2 + (k^2 x_0^2 + x_0'^2) y^2 - 2(k^2 x_0 y_0 + x_0' y_0') xy = \\ = (x_0 y'_0 - y_0 x'_0)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Это есть уравнение эллипса с центром в начале координат, если $x_0 y'_0 - y_0 x'_0$ не равно нулю, когда орбита превращается в две совпадающие прямые, так как тогда

$$\frac{x_0}{x'_0} = \frac{y_0}{y'_0} = \text{const.} = c,$$

откуда

$$x_0 = cx'_0, \quad y_0 = cy'_0,$$

и в этом случае уравнение (20) принимает вид:

$$(k^2 c^2 + 1)(y'_0 x - x'_0 y)^2 = 0, \quad (21)$$

откуда следует, что движение есть прямолинейное и колебательное. В каждом случае и координаты и составляющие скорости суть периодические функции t с периодом $\frac{2\pi}{k}$, независимо от начальных условий.

54. Дифференциальное уравнение орбиты. Кривая, описанная движущейся точкой независимо от того, каким образом она может двигаться вдоль этой кривой, имеет большой интерес. Общий метод нахождения орбиты состоит в интегрировании дифференциальных уравнений с последующим исключением времени. Это часто очень сложный процесс, и возникает вопрос, не может ли время быть исключено до интегрирования, так чтобы интегрирование дало непосредственно орбиту. Покажем, что это возможно в случае, когда сила не зависит от времени.

Дифференциальные уравнения движения таковы (§ 47):

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -f \frac{x}{r}, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = -f \frac{y}{r}. \quad (22)$$

Так как f не зависит от времени, то t входит лишь в производные. Но выражение для второй производной не может быть рассматриваемо, как если бы оно представляло обыкновенную дробь, поэтому для исключения t нужно предварительно понизить порядок производных. Для большего удобства преобразуем уравнение (22) к полярным координатам. Мы получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= -f, \\ r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Интеграл второго из этих уравнений есть:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = h.$$

Исключая $\frac{d\theta}{dt}$ из первого уравнения (23), при помощи этого интеграла получаем:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{h^2}{r^3} - f. \quad (24)$$

Положим $r = \frac{1}{u}$; тогда:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= -\frac{1}{u^2} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{u^2} \frac{du}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = -h \frac{du}{d\theta}, \\ \frac{d^2 r}{dt^2} &= -h \frac{d}{dt} \left(\frac{du}{d\theta} \right) = -h \frac{d^2 u}{d\theta^2} \frac{d\theta}{dt} = -h^2 u^2 \frac{d^2 u}{d\theta^2}. \end{aligned}$$

Отсюда, ввиду уравнения (24) получаем:

$$f = h^2 u^2 \left(u + \frac{d^2 u}{d\theta^2} \right). \quad (25)$$

Это дифференциальное уравнение второго порядка, но для его нахождения мы употребили один интеграл, поэтому задача определения орбиты тела есть задача третьего порядка. Вся задача была четвертого порядка; четвертый интеграл выражает соотношение между координатами и временем или определяет положение точки на ее орбите.

Так как интеграл (25) выражает u и поэтому r как функцию от θ , то уравнение:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = h$$

после интегрирования дает соотношение между θ и t .

Обратно, уравнение (25) может быть использовано для нахождения закона центральной силы, заставляющей точку описывать данную кривую. Необходимо лишь написать уравнение кривой в полярных координатах и вычислить правую часть от (25). Это обычно значительно проще прямого процесса нахождения орбиты, когда дан закон силы.

55. Закон тяготения Ньютона. В начале XVII в. Кеплер дал три закона движения планет, полученные им путем долгих вычислений из длинного ряда наблюдений планет, особенно Марса. Эти законы формулируются следующим образом:

Закон I. *Радиус-вектор каждой планеты по отношению к Солнцу как к началу описывает в равные промежутки времени равные площади.*

Закон II. *Орбита каждой планеты есть эллипс, в одном из фокусов которого находится Солнце.*

Закон III. *Квадраты времен обращения планет пропорциональны кубам больших полуосей соответствующих орбит.*

На этих законах Ньютон основал свое доказательство, что планеты движутся под влиянием сил, направленных к Солнцу и обратно пропорциональных квадратам их расстояний от Солнца. Выведем здесь ньютоновский закон, употребляя аналитический метод вместо геометрических методов «Начал»¹⁾.

Из обратной теоремы площадей и первого закона Кеплера следует, что планеты движутся под влиянием центральных сил, направленных к Солнцу. Описанные кривые даются вторым законом, поэтому, чтобы найти выражение для ускорения в функции координат, мы можем использовать уравнение (25). Пусть a представляет большую полуось эллипса и e — его эксцентриситет; тогда уравнение эллипса в полярных координатах с началом в фокусе имеет вид:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}.$$

Отсюда

$$u + \frac{d^2 u}{d\theta^2} = \frac{1}{a(1 - e^2)}.$$

Подставляя это выражение в (25), получаем выражение для ускорения:

$$f = \frac{h^2}{a(1 - e^2)} \cdot \frac{1}{r^2} = \frac{k^2}{r^2}.$$

Следовательно, ускорение, которому подвержена любая планета, обратно пропорционально квадрату ее расстояния от Солнца.

Если расстояние r исключить при помощи полярного уравнения конического сечения, то выражение для f принимает вид:

$$f = k_1^2 (1 + e \cos \theta)^3,$$

который зависит лишь от направления притягиваемого тела, а не от его расстояния. Для точек эллипса два выражения для f дают тождественные значения, но в других случаях они могут иметь разные значения. Ясно, что много других законов силы, дающих то же числовое значение f для

¹⁾ Книга I, предложение 11.

точек эллипса, могут быть получены при помощи уравнения конического сечения, исключая r другим путем. Например, так как из полярного уравнения эллипса для точек, лежащих на нем, следует, что

$$\frac{(1 + e \cos \theta) r}{a(1 - e^2)} = 1,$$

то один такой закон есть:

$$f = \frac{k^2 (1 + e \cos \theta)^3 r}{a(1 - e^2)},$$

и это значение f , которое зависит и от направления и от расстояния притягиваемого тела, отличается от обоих предыдущих для точек, не лежащих на эллипсе. Все эти законы одинаково согласуются с движением рассматриваемой планеты по законам Кеплера. Однако законы Кеплера применимы для каждой из восьми планет и для двадцати шести известных спутников солнечной системы, а также для более тысячи малых планет, которые до сих пор были открыты. Естественно наложить условие, если это возможно, что сила меняется по одному и тому же закону для каждого тела.

Так как эксцентриситеты и долготы перигелиев их орбит все различны, то закон силы одинаково применим для всех этих тел лишь тогда, когда он имеет форму:

$$f = \frac{k^2}{r^2}.$$

Другое основание для принятия этого выражения для f состоит в том, что в случае всех других выражений притяжение зависит от направления притягиваемого тела, а это представляется невероятным. Это заключение подтверждается дальше тем фактом, что силы, действующие на кометы, когда они движутся через всю планетную систему, изменяются согласно этому закону. И наконец, как будет показано в § 89, ускорения, которым подвергаются различные планеты, изменяются между собой также согласно этому закону.

Из рассмотрения законов Кеплера, силы тяжести на земной поверхности и движения Луны вокруг Земли Ньютон пришел к открытию закона всемирного тяготения, который гласит, что *каждые две материальные частицы во вселенной притягивают друг друга с силой, действующей по прямой, их соединяющей, и напряжению которой изменяется пропорционально произведению их масс и обратно пропорционально квадрату их взаимного расстояния.*

Заметим, что закон тяготения содержит в себе гораздо больше, чем может быть извлечено из кеплеровых законов движения планет, чем мы обязаны гению Ньютона, который охватил это во всем объеме и определил настолько точно, что этот закон просуществовал без изменения в течение более двухсот лет. Если рассмотреть его во всей полноте, то он является одной из величайших концепций физических наук.

56. Примеры нахождения закона силы. а) Если точка описывает окружность, проходящую через начало, то закон силы (зависящий от одного расстояния), по которому она движется, выражается очень просто. Пусть a — радиус, тогда полярное уравнение окружности таково:

$$r = 2a \cos \theta, \quad u = \frac{1}{2a \cos \theta}.$$

Поэтому:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = Sa^2 u^3.$$

Подставляя это выражение в (25), находим:

$$f = \frac{Sa^2 h^2}{r^3} = \frac{h^2}{r^3}.$$

б) Предположим, что точка описывает эллипс с центром в начале. Полярное уравнение эллипса с центром в начале таково:

$$r^2 = \frac{l^2}{1 - e^2 \cos^2 \theta}.$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} bu &= \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \theta}, \\ b \frac{d^2 u}{d\theta^2} &= \frac{e^2 \cos^2 \theta - e^2 \sin^2 \theta}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \theta}} - \frac{e^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(1 - e^2 \cos^2 \theta)^{3/2}}, \\ u + \frac{d^2 u}{d\theta^2} &= \frac{1 - e^2}{b^4} \cdot \frac{1}{u^3}. \end{aligned}$$

Подставляя в (25), получаем следующее выражение:

$$f = \frac{h^2 (1 - e^2)}{b^4} \cdot r = h^2 r.$$

УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ЗАКОНА НЬЮТОНА

57. Орбиты двойных звезд. Закон тяготения выводится из законов Кеплера при известных предположениях относительно его единства в солнечной системе. Поэтому естественно возникает вопрос, действительно ли он является *всемирным* законом. Неподвижные звезды так удалены, что невозможно наблюдать планеты, вращающиеся вокруг них, конечно, если таковые имеются. Единственные полученные до сих пор наблюдения, проливающие свет на этот вопрос, относятся к движениям двойных звезд.

Астрономия двойных звезд началась примерно около 1780 г. поисками тесных звездных пар Вильямом Герцелем с целью определения параллакса дифференциальным методом. Нескольких лет было для него достаточно, чтобы увидеть, к его большому удивлению, что в некоторых случаях две составляющих пары обращаются одна вокруг другой, так что они физически связаны, а не только видимым образом представляются в одной части неба. Открытие и измерение этих систем производилось астрономами с возрастающим интересом и рвением. Большой каталог двойных звезд Бернгамма (Burnham) содержит около 13 000 этих объектов. Относительные движения в большинстве случаев так медленны, что лишь

немногие из них совершили одно обращение или достаточную часть одного обращения, чтобы можно было с уверенностью определить форму их орбит. Теперь имеется около тридцати пар, наблюдаемые угловые движения которых достаточно велики, чтобы доказать в пределах ошибок наблюдений, что они движутся по эллипсам относительно друг друга с соблюдением закона площадей. Ни в одном случае главная звезда не находится в фокусе или в центре соответствующего эллипса, описанного спутником, но занимает какое-нибудь другое место внутри эллипса, весьма различное в разных системах. Из наблюдений и обратного закона площадей следует, что равнодействующая сил, действующих на одну звезду

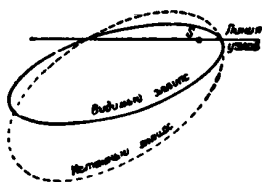


Рис. 9.

пары, всегда направлена ко второй. Закон изменения напряжения силы зависит от положения центра силы в эллипсе. Однако не надо забывать того, что орбиты двойных звезд не наблюдаются непосредственно, и то, что мы видим, есть их проекции на плоскости, касательные к небесной сфере в соответствующих местах. Действие такой проекции заключается в изменении *истинного* эллипса в другой *видимый* эллипс (рис. 9), большая ось которого имеет другое направление и

который различно располагается относительно центральной звезды. Может даже случиться, что если одна звезда действительно находится в фокусе истинного эллипса, описанного другой, то проекция будет лежать на меньшей оси видимого эллипса.

Астрономы принимают, что орбиты представляют собой плоские кривые и что видимое отклонение центральной звезды от фокуса эллипса, описываемого спутником, зависит от проекции, и вычислили угол линии узлов и наклонность. Это не вызывает никаких противоречий, но остается возможность, что эти предположения неправильны. Теперь рассмотрим, каким должен быть закон силы, если он не является законом тяготения Ньютона.

53. Закон силы в двойных звездах. Если сила прямо пропорциональна расстоянию, то главная звезда будет в центре эллипса, описанного спутником (§ 53). Никакая проекция не изменит этого относительного положения, и так как этого никогда не наблюдалось, то отсюда заключаем, что сила не изменяется прямо пропорционально расстоянию.

Теперь допустим, что кривая есть коническое сечение с произвольным положением центра, и найдем выражение для центральной силы. Общее уравнение конического сечения:

$$ax^2 + 2bxy + cy^2 + 2dx + 2fy = g. \quad (26)$$

Переходя к полярным координатам и полагая $r = \frac{1}{u}$, мы перепишем это уравнение в виде:

$$u = A \sin \theta + B \cos \theta \pm \sqrt{C \sin 2\theta + D \cos 2\theta} + H, \quad (27)$$

$$A = \frac{f}{g}, \quad B = \frac{d}{g}, \quad C = \frac{fd + bg}{g^2},$$

$$D = \frac{d^2 + ag - f^2 - cg}{2g^2}, \quad H = \frac{d^2 + ag + f^2 + cg}{2g^2}.$$

Дифференцируя дважды (27), находим:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} = -A \sin \theta - B \cos \theta \pm \frac{\pm C^2 - D^2 - (C \sin 2\theta + D \cos 2\theta)^2 - 2H(C \sin \theta + D \cos \theta)}{(C \sin 2\theta + D \cos 2\theta + H)^2}. \quad (28)$$

Подставляя (27) и (28) в (25), мы найдем:

$$f = \pm \frac{h^2}{r^2} \frac{(H^2 - C^2 - D^2)}{(C \sin 2\theta + D \cos 2\theta + H)^2}. \quad (29)$$

Ввиду формулы (27) это выражение принимает вид:

$$f = \pm \frac{h^2}{r^2} \frac{(H^2 - C^2 - D^2)}{\left(\frac{1}{r} - A \sin \theta - B \cos \theta\right)^2}. \quad (30)$$

Имеется еще бесконечно много других законов, дающих то же значение f для точек рассматриваемого эллипса, которые получаются умножением этого выражения на любую функцию от u и θ , которая обращается в единицу на эллипсе в силу уравнения (27).

Нет основания предполагать, что притяжение двух звезд друг к другу зависит от их ориентировки в пространстве.

Выражение (29) не зависит от θ , если $C = D = 0$, и (30), если $A = B = 0$. Первое дает:

$$f = \pm \frac{\text{const.}}{r},$$

и второе

$$f = \pm \text{const.} \cdot r.$$

Первое есть закон Ньютона, а второе исключается тем фактом, что не было найдено ни одной главной звезды в центре орбиты, описанной спутником.

Ясно, что θ можно исключить из (29) и (30) при помощи (27), не налагая условий, что $A = B = C = D = 0$. Но Гриффин¹⁾ показал, что для всех таких законов, кроме ньютоновского, сила либо исчезает, когда расстояние между телами обращается в нуль, или становится мнимой для некоторых значений r . Ясно, что эти законы невероятны с физической точки зрения. Поэтому весьма возможно, что закон тяготения господствует во всей звездной системе, и это заключение подтверждается спектроскопом, показывающим, что звезды состоят из знакомых земных элементов.

1) *Amer. Jour. of Mathematics*, т. 31, 1909, стр. 62—85.

59. Геометрическая интерпретация второго закона. Выражение для центральной силы, данное в (30), может быть приведено к очень простому и интересному виду. Пусть $g^2 h^2 (H^2 - C^2 - D^2) = N$; преобразуем $\frac{1}{r} - A \sin \theta - B \cos \theta$ в прямоугольные координаты и в начальные постоянные, тогда (30) принимает вид:

$$f = \frac{\mp N r}{(dx + fy - g)} \quad (31)$$

Уравнение поляры для точки (x', y') по отношению к общему коническому сечению ¹⁾ (26) имеет вид:

$$ax_1 x' + b(x_1 y' + y_1 x') + cy_1 y' + d(x_1 + x') + f(y_1 + y') - g = 0,$$

где x_1 и y_1 — текущие переменные. Если (x', y') — начало координат, то это уравнение принимает вид:

$$dx_1 + fy_1 - g = 0 \quad (32)$$

и имеет ту же форму, как знаменатель в (31). Значения x и y в (31) таковы, что они удовлетворяют уравнению конического сечения, в то время как x_1 и y_1 (32) удовлетворяют уравнению поляры. Поэтому они вообще по числовой величине отличаются от x и y . Расстояние от любой точки конического сечения до поляры по отношению к началу дается формулой:

$$p = \frac{dx + fy - g}{\sqrt{a^2 + f^2}},$$

где x и y — координаты точек конического сечения. Пусть:

$$N' = \frac{N}{(a^2 + f^2)^2},$$

тогда (31) принимает вид:

$$f = \mp \frac{N' r}{p^3} \quad (33)$$

Поэтому, если движущаяся точка, подчиненная центральной силе, описывает какое-либо коническое сечение, то напряжение силы меняется прямо пропорционально расстоянию точки от начала и обратно пропорционально кубу его расстояния от поляры начала по отношению к коническому сечению.

60. Примеры движений по коническим сечениям. а) Если орбита является центральным коническим сечением с центром в начале, то полярка уходит в бесконечность и $\frac{N'}{p^3}$ надо рассматривать как постоянную. Тогда сила прямо пропорциональна расстоянию, как это показано в § 53, б.

¹ «Conic Sections» Сальмона, § 89. См. также Млодзевский, Аналитическая геометрия на плоскости. Прим. ред.

б) Если начало находится в одном из фокусов конического сечения, то полярна является директрисой и $p = \frac{r}{e}$, где e — эксцентриситет. Тогда (33) принимает вид:

$$f = -\frac{N'e^3}{r^2}.$$

Это закон Ньютона, выведенный из тех же условий в § 55.

ЗАДАЧИ

1. Найдите интеграл живой силы, когда $f = \frac{c}{r^2}$, $f = cr$, $f = \frac{c}{r^n}$.

2. Предположим, что в задаче § 53 точка брошена перпендикулярно к оси x . Найдите уравнения, соответствующие (19) и (20). Предположим дальше, что $k = 1$, $x_0 = 1$; найдите такую начальную скорость, при которой эксцентриситет эллипса равен $1/2$.

$$\text{Омс. } v_0 = \frac{1}{2} \sqrt{3} \quad \text{или} \quad v_0 = \frac{2}{3} \sqrt{3}.$$

3. Найдите центральную силу как функцию расстояния, под влиянием которой точка может описывать спираль $r = \frac{1}{c\theta}$; спираль $r = e^\theta$.

$$\text{Омс. } f = \frac{h^2}{r^3}, \quad f = \frac{2h^2}{r^3}.$$

4. Найдите зависимость центральной силы от расстояния, если точка описывает лемнискату: $r^2 = a^2 \cos 2\theta$.

$$\text{Омс. } f = \frac{3h^2 a^4}{r^7}.$$

5. Найдите зависимость центральной силы от расстояния, если точка описывает кардиону: $r = a(1 + \cos \theta)$

$$\text{Омс. } f = \frac{3ah^2}{r^4}.$$

6. Предположим, что точка описывает эллипс с началом, расположенным внутри на расстоянии n от оси x и m от оси y .

а) Покажите, что два закона силы следующие:

$$f = \frac{h^2}{r^2} \frac{(ac)^2}{[2mn \sin \theta \cos \psi + (a - c - n^2 + m^2) \cos^2 \psi + c - m^2]^2},$$

$$f = \frac{h^2 a^2 c^2}{[ac - am^2 - cn^2 - cny - am]^3},$$

где a и c имеют то же значение, как в (26), и где полярная ось параллельна большой оси эллипса.

б) Если начало находится между центром и фокусом, покажите, что сила на единицу расстояния имеет максимум при $\theta = 0$ и минимум при $\theta = \frac{\pi}{2}$, что если начало находится между фокусом и ближайшей вершиной,

то максимум при $\theta = \frac{\pi}{2}$ и минимум при $\theta = 0$, и что если начало находится на малой оси, то максимум при $\theta = 0$ и минимум при $\theta = \frac{\pi}{2}$.

7. Дайте геометрическую интерпретацию уравнения (29).

Указание.

$$C \sin 2\varphi + D \cos 2\varphi + H = \frac{(dc + fy)^2 + g(ax^2 + cy^2 + 2bxy)}{g^2 r^2}.$$

Числитель этого выражения, приравненный нулю, дает уравнение касательных (действительных или мнимых), проведенных из начала к коническому сечению («Конические сечения» Сальмона, § 92).

8. Найдите выражения для центральной силы, когда орбита есть эллипс с началом, лежащим соответственно на конце большой и малой оси. Покажите, что они приводятся к $\frac{k^2}{r^3}$, когда эллипс становится окружностью.

$$\text{Отв. } f = \frac{h^2 \sqrt{c}}{ar^2} \cdot \frac{1}{\cos^3 \theta}, \quad f = \frac{h^2 \sqrt{a}}{cr^2} \cdot \frac{1}{\sin^3 \theta}.$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТЫ ИЗ ЗАКОНА СИЛЫ

61. Сила прямо пропорциональна расстоянию. Задача нахождения орбиты, когда дан закон силы, обычно труднее обратной, так как она требует интегрирования уравнения (25). Метод интегрирования изменяется в зависимости от законов силы, и характер интегралов зависит от начальных условий. Рассмотрим сначала случай, когда сила пропорциональна расстоянию. Эта задача решена уже нами другим методом в § 53.

Если $f = k^2 r$, то уравнение (25) принимает вид:

$$\frac{k^2}{u} = h^2 u' \left[u + \frac{d^2 u}{d\theta^2} \right] \quad \text{или} \quad \frac{d^2 u}{d\theta^2} = \frac{k^2}{h^2} \frac{1}{u} - u.$$

Первый интеграл этого уравнения есть:

$$\left(\frac{du}{d\theta} \right)^2 = -\frac{k^2}{h^2} \frac{1}{u^2} - u^2 + c_1,$$

откуда:

$$u\theta = \frac{\pm u du}{\left[\frac{c_1}{4} - \frac{k^2}{h^2} - \left(\frac{c_1}{2} - u^2 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (34)$$

Пусть

$$\frac{c_1}{2} - u^2 = z, \quad \frac{c_1^2}{4} - \frac{k^2}{h^2} = A^2.$$

Чтобы $\frac{du}{d\theta}$ было действительным, постоянная A^2 должна быть положительной, как это и будет, если начальные данные действительны.

Если взять верхний знак, то уравнение (34) примет вид:

$$2d\theta = \frac{-dz}{\sqrt{A^2 - z^2}}. \quad (35)$$

Интегрируя (35), получим:

$$\arccos \frac{z}{A} = 2(\theta + c_2),$$

откуда

$$z = A \cos 2(\theta + c_2).$$

Возвращаясь к переменной r , мы напомним это уравнение в виде:

$$r^2 = \frac{2}{c_1 - 2A \cos 2(\theta + c_2)}. \quad (36)$$

Это есть полярное уравнение эллипса с центром в начале. Отсюда следует, что движущаяся точка, находящаяся под влиянием силы притяжения, прямо пропорциональной расстоянию, описывает эллипс с центром в начале.

Единственные исключения бывают, когда точка проходит через начало и когда она описывает окружность. В первом случае $h=0$, и уравнение (25) становится неприменимым, во втором случае значение c_1 таково, что оно удовлетворяет уравнению:

$$\left(\frac{du}{d\theta}\right)_0 = -\frac{k^2}{h^2} \cdot \frac{1}{u_0^2} - u^2 + c_1 = 0,$$

и уравнение орбиты принимает вид: $u = u_0$. В этом случае уравнение (34) неприменимо.

62. Сила изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния. Предположим, что точка движется под влиянием центрального притяжения, напряжение которого обратно пропорционально квадрату расстояния; требуется определить ее орбиту при любых начальных условиях. Уравнение (25) в этом случае имеет вид:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} = \frac{k^2}{h^2} - u. \quad (37)$$

Это уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = \frac{k^2}{h^2}.$$

Это есть линейное неоднородное дифференциальное уравнение и может быть проинтегрировано методом вариации произвольных постоянных, который был объяснен в § 37. Если пренебречь правой частью уравнения, то получаем общее решение:

$$u = c_1 \cos \theta + c_2 \sin \theta.$$

Ясно, что если к этому значению u прибавить $\frac{k^2}{h^2}$, то дифференциальное уравнение будет тождественно удовлетворено. Следовательно, общее решение (37), которое таково же, как полученное вариацией произвольных постоянных, есть:

$$u = \frac{k^2}{h^2} + c_1 \cos \theta + c_2 \sin \theta$$

Беря обратную величину от этого выражения, находим:

$$r = \frac{1}{\frac{k^2}{h^2} + c_1 \cos \theta + c_2 \sin \theta}.$$

Положим теперь $c_1 = A \cos \theta_0$, $c_2 = A \sin \theta_0$, где A и θ_0 — постоянные.

Ясно, что A может быть всегда взято положительным и равным $\sqrt{c_1^2 + c_2^2}$, а действительное значение θ_0 может быть определено таким образом, что эти уравнения будут удовлетворены, каковы бы ни были действительные значения для c_1 и c_2 . Тогда уравнение орбиты принимает вид:

$$r = \frac{1}{\frac{k^2}{h^2} + A \cos(\theta - \theta_0)}. \quad (38)$$

Это есть полярное уравнение конического сечения, один из фокусов которого находится в начале координат. Из этого исследования и из § 55 следует, что если орбита есть коническое сечение, один из фокусов которого находится в начале и сила зависит только от расстояния, то тело движется под влиянием центральной силы, обратно пропорциональной квадрату расстояния, и, наоборот, если сила изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния, то тело описывает коническое сечение, один из фокусов которого находится в начале координат.

Пусть p — параметр конического сечения и e — его эксцентриситет. Тогда, сравнивая (38) с обычным полярным уравнением конического сечения $r = \frac{p}{1 + e \cos \varphi}$, находим, что

$$p = \frac{h^2}{k^2}, \quad e = \frac{h^2}{k^2} A, \quad (39)$$

и θ_0 есть угол между полярной осью и концом большой оси, направленным к более далекой вершине. Постоянные h^2 и A определяются начальными условиями, и в свою очередь они определяют p и e при помощи (39). Если $e < 1$, то коническое сечение — эллипс; если $e = 1$, то коническое сечение — парабола; если $e > 1$, то коническое сечение — гипербола, и если $e = 0$, то коническое сечение — окружность.

63. Сила изменяется обратно пропорционально пятой степени расстояния. В этом случае $t = \frac{k^2}{r^5}$, и (25) принимает вид:

$$k^2 u^5 = h^2 u^2 \left(u + \frac{d^2 u}{d\theta^2} \right). \quad (40)$$

Решая относительно $\frac{d^2 u}{d\theta^2}$ и интегрируя, находим:

$$\left(\frac{du}{d\theta} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{k^2}{h^2} u^4 - u^3 + c_1, \quad (41)$$

откуда

$$d\theta = \frac{du}{\sqrt{c_1 + \frac{1}{2} \frac{k^2}{h^2} u^4 - u^2}}. \quad (42)$$

Правая часть этого уравнения вообще не может быть проинтегрирована в элементарных функциях, но она может быть приведена к эллиптическому интегралу первого рода. Тогда u , а следовательно, и r выражаются эллиптическими функциями от θ и орбиты вообще либо закручиваются к началу координат, либо уходят в бесконечность, причем характер их зависит от начальных условий.

Заметим, что в некоторых особых случаях уравнение (42) можно проинтегрировать в элементарных функциях.

а) Уравнению (41) можно удовлетворить, беря для u постоянное значение, удовлетворяющее уравнению, которое получим, приравняв правую часть (41) нулю. Орбита есть окружность с центром в начале. Легко видеть, что подобный особый случай существует для центральной силы, пропорциональной любой степени расстояния.

б) Другой особый случай имеет место, когда начальные условия таковы, что $c_1 \neq 0$ и правая часть (41) является полным квадратом, т. е. $c_1 = \frac{h^2}{2k^2}$. Тогда уравнение (41) принимает вид:

$$\left(\frac{du}{d\theta}\right)^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k}{h} u^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{h}{k}\right)^2 = \frac{1}{2} (A^2 u^2 - 1)^2.$$

Интегрируя это уравнение, получим:

$$\ln \frac{1 + A^2 u}{1 - A^2 u} = \sqrt{2} (\pm \theta - c_2),$$

откуда

$$r = -A \cdot \frac{[1 + e^{\sqrt{2}(\pm \theta - c_2)}]}{[1 - e^{\sqrt{2}(\pm \theta - c_2)}]} = + A^2 \operatorname{cth} \frac{\sqrt{2}}{2} (\pm \theta - c_2), \quad (43)$$

где $\operatorname{cth} \frac{\sqrt{2}}{2} (\pm \theta - c_2)$ есть гиперболический котангенс от

$$\frac{1}{2} \sqrt{2} (\pm \theta - c_2).$$

с) Если начальные условия таковы, что $c_1 = 0$, то уравнение (41) дает:

$$\pm d\theta = \frac{du}{u \sqrt{\frac{1}{2} \frac{k^2}{h^2} u^2 - 1}},$$

интегрируя которое, получим:

$$\pm \theta = \arccos\left(\frac{\sqrt{2}h}{ku}\right) + c_2.$$

Беря косинусы обеих частей и решая относительно r , находим полярное уравнение орбиты в виде:

$$r = \frac{k}{\sqrt{2}h} \cos(c_2 \mp \theta); \quad (44)$$

это есть уравнение окружности, проходящей через начало координат.

д) Если ни одно из этих условий не выполнено, то правая часть от (41) есть биквадратное выражение и уравнение (42) может быть написано в виде:

$$\pm d\theta = \frac{c du}{r^2 \pm (1 \pm \alpha^2 u^2) (1 \pm \beta^2 u^2)} \quad (45)$$

где c , α^2 и β^2 — постоянные, зависящие от коэффициентов уравнения (41). Уравнение (45) приводит к эллиптическому интегралу, который выражает θ в функции от u . Беря обратные функции и обратные величины, мы выразим r как эллиптическую функцию от θ .

Кривые есть спирали, для которых окружность, проходящая через начало, и окружность с началом в центре являются предельными случаями.

Если кривая — окружность, проходящая через начало, то сила изменяется обратно пропорционально пятой степени расстояния (§ 56); но если сила пропорциональна пятой степени расстояния, то орбиты, описанные точкой, суть кривые, где окружность является особым предельным случаем.

С другой стороны, если орбита есть коническое сечение с центром или одним из фокусов в начале, то сила меняется прямо пропорционально расстоянию или обратно пропорционально квадрату расстояния, и, наоборот, если сила прямо пропорциональна расстоянию или обратно пропорциональна квадрату расстояния, то орбиты — всегда коническое сечение с центром или соответственно с одним из фокусов в начале (§ 53, 55, 53).

Чтобы показать это обратное взаимоотношение, необходимо полное рассмотрение каждого закона.

ЗАДАЧИ

1. Рассмотрите движение точки общим методом для линейных уравнений, когда сила обратно пропорциональна кубу расстояния. Начертите кривые для различных особых случаев.

2. Выразите c , α^2 и β^2 уравнения (45) через начальные условия. Исследуйте все возможные случаи для начальных движений, направленных под прямыми углами к радиусу-вектору, приводя интегралы к нормальной форме и выражая r через эллиптические функции от θ . Начертите кривые для каждого случая.

3. Положим, что сила действует по закону, данному в (2э), т. е.

$$f = \frac{M}{r^2 (C \sin 2\theta + D \cos 2\theta + H)^2} = \frac{M}{r^2 [\varphi(\theta)]^2}.$$

Принтегрируйте дифференциальное уравнение (25) орбиты методом вариации произвольных постоянных и покажите, что общее решение имеет форму:

$$\frac{1}{r} = c_1 \cos \theta + c_2 \sin \theta + \sqrt{\varphi(\theta)},$$

где c_1 и c_2 — постоянные интегрирования. Покажите, что кривая есть коническое сечение.

4. Покажите, что если сила $f = \frac{\mu}{r^2} + \frac{\gamma}{r^3}$ при $\gamma < h^2$, то общее уравнение орбиты имеет вид:

$$r = \frac{a}{1 - e \cos(k\theta)},$$

где a , e и k — постоянные, зависящие от начальных условий и от μ и γ . Заметьте, что это может быть рассмотрено как коническое сечение, главная ось которого вращается вокруг фокуса со средней угловой скоростью:

$$n = (1 - k) \frac{2\pi}{T},$$

где T есть период обращения.

5. В случае центральной силы движение вдоль радиуса-вектора определяется уравнением:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -f + \frac{h^2}{r^3}.$$

Рассмотрите интегрирование этого уравнения, когда

$$f = \frac{k^2}{r^3}.$$

6. Предположим, что закон силы дан уравнением (30), т. е.

$$f = \frac{N}{r^2 \left(\frac{1}{r} - A \sin \theta - B \cos \theta \right)^3}.$$

Подставьте в (25) и выведите общее уравнение орбиты.

Указание. Пусть $u = v + A \sin \theta + B \cos \theta$; тогда уравнение (25) принимает вид:

$$\frac{d^2 v}{d\theta^2} + v = \frac{Nh^{-2}}{v^3}.$$

$$\text{Отв. } \frac{1}{r} = A \sin \theta + B \cos \theta + \sqrt{c_1 \cos^2 \theta + c_2 \sin 2\theta + c_1 \sin^2 \theta},$$

что является уравнением конического сечения.

7. Предположим, что закон силы определяется формулой:

$$f = \frac{c_1 + c_2 \cos 2\theta}{r^2}.$$

Покажите, что для всех начальных условий орбита является алгебраической кривой четвертого порядка, если c_2 не равно нулю, в каком случае она превращается в коническое сечение.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Вопрос о центральных силах был впервые рассмотрен Ньютоном. В отделах II и III первой книги «Начал» он дал великолепную геометрическую трактовку этого вопроса и пришел к некоторым весьма общим теоремам. Эти части «Начал» особенно заслуживают тщательного изучения.

Все более простые случаи были получены в XVIII в. аналитическими методами. Некоторые примеры подробно разобраны в «Traité des Fonctions Elliptiques». Лежандр. Подробное изложение принципов и список примеров даны почти в каждом курсе аналитической механики; к лучшим изложениям относятся глава V Tait and Steele, Dynamics of a Particle и глава X тома I «Mécanique Ratio-

nelle» Аппеля. Мемуар Стадера (*Journal für Mathematik* т. XLVI) этот вопрос рассматривает очень подробно. Полное и изящное рассмотрение специальной задачи, когда сила изменяется обратно пропорционально пятой степени расстояния, дано Макмилланом (MacMillan) в *American Journal of Mathematics*, т. XXX, стр. 282—306.

Задача нахождения общего выражения для возможных законов силы, действующей в системе двойных звезд, была предложена Бертрамом в томе 84 *Comptes Rendus* и была немедленно решена Дарбу и Альфаном и опубликована в том же томе. Решение, приведенное нами выше, подобно предложенному Дарбу, которое также приведено в заметке в конце «Механики» Деспейрона. Метод Альфана дан в «Небесной механике» Тиссерана т. I, стр. 36, и в «Mécanique Rationnelle» Аппеля, т. I, стр. 372. Повидимому, обычно упускали из виду, что Ньютон решил ту же задачу в «Началах», книга I, Поучение к предложению XVII. Это было указано Глэшером (Glaisher) в *Monthly Notices of the A. R. S.*, т. 34. Бертран показал (*Comptes rendus*, т. 77), что единственные законы центральной силы, под действием которых точка описывает коническое

сечение для всех начальных условий, суть $f = \pm \frac{k^2}{r^2}$ и $f = \pm k^2 r$. Кенигс (Koenig) доказал (*Bulletin de la Société Mathématique*, т. XVII), что единственные законы центральной силы, зависящие от одного расстояния, для которых описанные кривые алгебраичны для всех начальных условий, суть $f = \pm \frac{k^2}{r^2}$ и $f = \pm k^2 r$.

Гриффин (Griffin) показал (*American journal of Mathematics*, т. XXXI), что единственный закон, когда сила является функцией одного расстояния, имеющей действительные значения во всей плоскости и не обращающейся в нуль в начале, который дает эллиптическую орбиту, есть ньютоновский закон.

См. также: E. T. Whittaker, *Analytische Dynamik der Punkte und starren Körper*, Berlin 1924, IV; Tullio Levi-Civita e Ugo Amaldi, *Lezioni di Meccanica Razionale*, Bologna 1927, Готовится перевод на русский язык. Прим. ред.

ГЛАВА IV

ПОТЕНЦИАЛ И ПРИТЯЖЕНИЯ ТЕЛ

64. Введение. В предыдущих главах мы рассматривали задачи об определении движения при данном законе силы и, наоборот, об определении закона силы при данном движении.

Во всех этих задачах мы принимали массы за геометрические точки вместо тел конечных размеров. Но вообще не всегда можно считать, что тела конечных размеров притягивают друг друга, как материальные точки. Поэтому необходимо выяснить, каким образом притягивают друг друга конечные тела различных форм.

Из законов Кеплера и из принципов центральной силы следует, что если рассматривать планеты как тела бесконечно малых размеров по сравнению с их расстоянием от Солнца, то они движутся под влиянием сил, направленных к центру Солнца и меняющихся обратно пропорционально квадратам их расстояний от него. Это наводит на мысль, что закон обратных квадратов может еще точнее объяснить движения, если рассматривать тела как имеющие конечные размеры, где каждая частица притягивает всякую другую частицу тела. Соответствующее исследование показывает, что это правильно.

Эта глава посвящается изложению общих методов нахождения притяжений тел любой формы на точку с единицей массы, находящейся в любом положении — внешнем или внутреннем, при силах, обратно пропорциональных квадрату расстояний. Астрономические применения будут относиться к притяжению сфер и сжатых сфероидов, к изменениям тяжести на поверхности планет и к возмущениям движений спутников, происходящим вследствие сжатия планет.

65. Телесные углы. Если прямая, неизменно проходящая через неподвижную точку, движется так, что через некоторое время она снова возвращается в первоначальное положение, то она опишет коническую поверхность с двумя полостями, вершины которых находятся в данной точке. Площадь, вырезаемая одной полостью этого двойного конуса из поверхности сферы радиуса единицы, центр которой находится в данной точке, называется телесным углом конуса; иначе, телесный угол измеряется площадью, вырезанной конусом из любой концентрической сферы, деленной на квадрат ее радиуса. Так как площадь сферической поверхности равняется произведению 4π на квадрат ее радиуса, то отсюда следует, что сумма всех телесных углов вокруг точки равна 4π . Сумма телесных углов половины всех двойных конусов, которые можно построить вокруг точки, не пересекая один другого, равна 2π .

Объем, ограниченный бесконечно малым конусом с телесным углом ω и двумя сферическими поверхностями, центры которых находятся в вершине конуса, при неограниченном сближении поверхностей между собой стремится к пределу, равному произведению телесного угла на квадрат

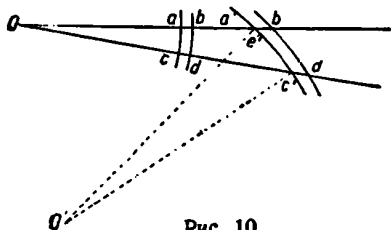


Рис. 10.

радиуса сферических поверхностей и на расстояние между ними. Если центры сферических поверхностей находятся в точке, не лежащей на оси конуса, то этот объем имеет пределом произведение телесного угла на квадрат расстояния от вершины, на расстоянии между сферическими поверхностями и на секанс угла между осью конуса и радиусом, проведенным из центра сферы, или произведению телесного угла на квадрат расстояния от вершины и на длину отрезка образующей конуса между сферическими поверхностями. Таким образом объем $abdc$ (рис. 10) равен $V = \omega a O^2 \cdot ab$. Объем $a'b'd'e'$ выражается так:

$$V' = \frac{\omega a' O'^2 \cdot b'e'}{\cos(Oa O')} = \omega a' O'^2 \cdot a'b'.$$

Иногда удобнее пользоваться первым из этих выражений, а иногда вторым.

66. Притяжение тонкого однородного сферического слоя на точку, находящуюся внутри него. Притяжения шаров и других простых тел были рассмотрены Ньютоном в «Началах», книга I, отдел 12. Следующее доказательство в существенных чертах совпадает с данным им.

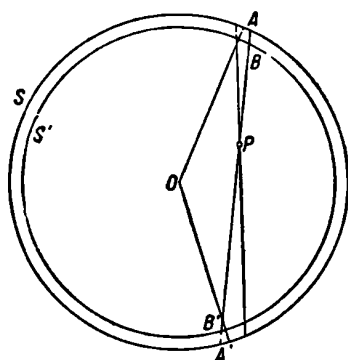


Рис. 11.

Рассмотрим сферический слой, образованный двумя бесконечно близкими сферическими поверхностями S и S' , и пусть P — точка с единицей массы, расположенная внутри него (рис. 11). Построим бесконечно малый конус с телесным углом ω и с вершиной в P . Пусть σ есть плотность слоя. Тогда масса элемента слоя в A равна $m = \sigma \overline{AB} \omega \overline{AP}^2$; подобным образом масса элемента слоя A' равна: $m' = \sigma \overline{A'B'} \omega \overline{A'P}^2$. Притяжения m и m' на P соответственно равны:

$$a = \frac{k^2 m}{\overline{AP}^2}, \quad a' = \frac{k^2 m'}{\overline{A'P}^2}.$$

Так как $\overline{A'B'} = \overline{AB}$, $a = k^2 \overline{AB} \omega \sigma = \sigma a'$. Это справедливо для каждого бесконечно малого телесного угла с вершиной в P ; поэтому тонкий однородный сферический слой притягивает точку внутри него одинаково в противоположных направлениях. Это применимо для любого числа тонких сферических слоев и, следовательно, для слоев конечной толщины.

67. Притяжение тонкого однородного эллипсоидального слоя на точку внутри него. Теорема этого параграфа дана в «Началах» книга I, предложение ХСІ, отдел 3.

Назовем *гомеоидом* тонкий слой, находящийся между двумя подобными и подобно расположенными поверхностями. Таким образом *эллиптический гомеоид* есть тонкий слой, заключенный между двумя подобными и подобно расположенными поверхностями эллипсоидов.

Рассмотрим притяжение эллиптического гомеоида, ограниченного двумя подобными эллипсоидами E и E' , на внутреннюю точку P с единицей массы (рис. 12). Построим бесконечно малый конус с телесным углом ω и с вершиной в P . Массы двух бесконечно малых элементов A и A' соответственно равны $m = \sigma \overline{AB} \omega \overline{AP}^2$ и $m' = \sigma \overline{A'B'} \omega \overline{AP'}^2$. Притяжения будут $a = \frac{k^2 m}{\overline{AP}^2}$ и $a' = \frac{k^2 m'}{\overline{AP'}^2}$.

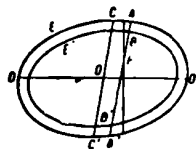


Рис. 12.

Построим диаметр $\overline{CC'}$, параллельный $\overline{AA'}$ в эллиптическом сечении плоскостью, проходящей через ось конуса и центр эллипса, и проведем сопряженный ему диаметр $\overline{DD'}$. Он является сопряженным диаметром для обоих эллиптических сечений E и E' ; следовательно, $\overline{DD'}$ делит пополам каждую хорду, параллельную $\overline{CC'}$, откуда $\overline{AB} = \overline{A'B'}$. Поэтому притяжения элементов A и A' на P равны. Это применимо для каждого бесконечно малого телесного угла, вершина которого находится в P ; отсюда *притяжения тонкого эллиптического гомеоида на внутреннюю точку равны в противоположных направлениях*.

Это применимо для любого числа тонких слоев и поэтому для слоев конечной толщины.

68. Притяжение тонкого однородного сферического слоя на внешнюю точку. Метод Ньютона. Пусть $AHKB$ и $ahkb$ — два одинаковых тонких сферических слоя с центрами соответственно в O и o (рис. 13). Пусть две точки с единицей массы помещены на неравных расстояниях от центра слоев в P и p . Проведем произвольные секущие из p , отсекающие дуги

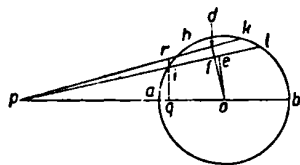
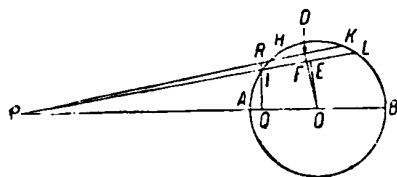


Рис. 13.

il и hK , и пусть угол klI стремится к нулю как к пределу. Проведем из P секущие PL и PK , отсекающие дуги IL и HK , соответственно равные il и hk . Проведем oe перпендикулярно к pl , od перпендикулярно к pk , iq перпендикулярно к pb и ir перпендикулярно к pk . Проведем соответствующие линии в другой фигуре.

Будем вращать фигуры вокруг диаметров PB и pb и обозначим массы круговых колец, образованных вращением HI и li , соответственно через M и m , тогда:

$$HI \cdot IQ : hi \cdot iq = M : m. \quad (1)$$

Притяжения единиц масс, расположенных в I и i , соответственно обратно пропорциональны квадратам PI и pi . Составляющие этих притяжений в направлениях PO и po есть соответствующие притяжения, умноженные соответственно на $\frac{PQ}{PI}$ и $\frac{pq}{pi}$. Если A' и a' обозначают составляющие притяжения к O и o , тогда

$$A' : a' = \frac{1}{PI^2} \frac{PQ}{PI} : \frac{1}{pi^2} \frac{pq}{pi}. \quad (2)$$

Теперь рассмотрим притяжения колец на P и p . Их равнодействующие соответственно направлены к O и o благодаря симметрии фигур по отношению к линиям PO и po , и они соответственно в M и m раз больше притяжения точек с единицей массы. Пусть A и a представляют притяжения M и m , тогда:

$$A : a = \frac{M}{PI^2} \frac{PQ}{PI} : \frac{m}{pi^2} \frac{pq}{pi} = \frac{HI \cdot IQ}{PI^2} : \frac{PF}{PO} : \frac{hi \cdot q}{i^2} \frac{pf}{po}. \quad (3)$$

Для приведения правой части (3) рассмотрим подобные треугольники PIR и PFD и соответствующие треугольники другой фигуры. В пределе, когда углы KPL и kpl стремятся к нулю, $DF : df = 1$, потому что секущие IL и HK соответственно равны il и hk . Поэтому:

$$PI : PF = RI : DF,$$

$$pf : pi = DF (= df) : ri,$$

и произведение этих пропорций есть

$$PI \cdot pf : PF \cdot pi = RI : ri = HI : hi. \quad (4)$$

Из подобных треугольников PIQ и POE следует, что

$$PI : PO = IQ : OE,$$

и аналогично

$$po : pi = OE (= oe) : iq.$$

Произведение этих двух пропорций равно:

$$PI \cdot po : PO \cdot pi = IQ : iq. \quad (5)$$

Перемножая (4) и (5), получим:

$$\overline{PI^2} \cdot pf \cdot po : \overline{pi^2} \cdot PF \cdot PO = HI \cdot IQ : hi \cdot iq.$$

Следовательно, уравнение (3) принимает вид:

$$A : a = \overline{po^2} : \overline{PO^2}. \quad (6)$$

Поэтому круговые кольца притягивают внешние точки к центрам слоев с силами, обратно пропорциональными квадратам соответствующих рас-

стояний точек от этих центров. Подобным образом то же самое может быть доказано для колец KL и kl .

Теперь пусть прямые PK и pk меняют свое положение, начиная от совпадения с диаметрами PB и pb и до касания со сферическим слоем. Результаты верны при каждом положении прямых в отдельности и, следовательно, для всех сразу. Поэтому *равнодействующие притяжений тонких сферических слоев на внешние точки направлены к их центрам, и напряжения сил обратно пропорциональны квадратам расстояний точек от центров.*

Если тело — однородный шар или образовано из однородных сферических слоев, то теорема применима для каждого слоя в отдельности и, следовательно, для всех вместе.

69. Замечания о методе Ньютона. Хотя вышеприведенное доказательство и дано на языке геометрии, оно на самом деле зависит от принципов, являющихся основными в анализе. Допущение, что угол kpl стремится к нулю как к пределу, равносильно взятию дифференциального элемента; вращение вокруг диаметров эквивалентно интегрированию по одному из полярных углов; изменение линии pk от совпадения с диаметром до касания со слоем эквивалентно интегрированию по другому полярному углу, и суммирование бесконечно тонких слоев до образования полного шара эквивалентно интегрированию по радиусу.

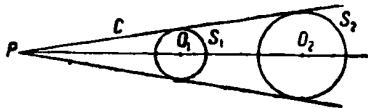


Рис. 14.

Так как метод Ньютона дает лишь отношения притяжения равных сферических слоев на различных расстояниях, то он не объясняет, каким образом притяжение зависит от масс конечных тел, что, однако, не менее важно, чем знать, каким образом оно изменяется с расстоянием.

Для нахождения зависимости притяжения от массы притягиваемого тела возьмем два сферических слоя S_1 и S_2 одинаковой плотности, внутренне касающихся конуса C . Пусть $PO_1 = a_1$, $PO_2 = a_2$ и M_1 и M_2 — соответственно массы S_1 и S_2 (рис. 14). Два слоя притягивают точку одинаково, потому что всякий телесный угол, включающий часть одного слоя, включает также подобную часть другого. Массы этих заключенных частей пропорциональны квадратам их расстояний, а их притяжения обратно пропорциональны квадратам этих же расстояний, откуда следует равенство их притяжений на точку P . Пусть A обозначает общее притяжение; переместим S_1 так, чтобы его центр был также в O_2 . Пусть A' обозначает силу притяжения S_1 в новом положении, тогда по теореме § 63:

$$\frac{A'}{A} = \frac{a_1^2}{a_2^2} = \frac{M_1}{M_2}.$$

Следовательно, два слоя притягивают одинаково удаленную точку с силами, прямо пропорциональными их массам. Из этой и предыдущей теоремы следует, что точка, лежащая вне шара, состоящего из однородных концентрических слоев, притягивается к его центру с силой, прямо пропорциональной массе шара и обратно пропорцио-

нальной квадрату расстояния от его центра, или как если бы вся масса шара находилась в его центре.

Так как небесные тела можно рассматривать как состоящие из почти однородных концентрических сферических слоев, то при рассмотрении их взаимодействий их можно принимать за материальные точки, за исключением тех случаев, когда они относительно близки друг к другу, как в случае планет со своими спутниками.

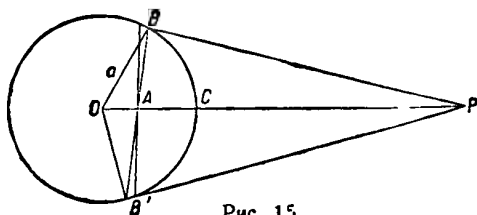


Рис. 15.

70. Притяжение тонкого однородного сферического слоя на внешнюю точку. Метод Томсона и Тэта. Пусть O есть центр сферического слоя (рис. 15), радиус которого a и толщина Δa , пусть P — положение притягиваемой

точки и PO — расстояние от притягиваемой точки до центра, пересекающее сферическую поверхность в C . Возьмем точку A так, чтобы $PO:OC=OC:OA$ и построим бесконечно узкий конус с вершиной в A и с телесным углом ω . Пусть σ — плотность слоя. Тогда элементы массы B и B' соответственно равны:

$$m = \sigma \omega \frac{AB^2}{\cos(\angle OBA)}, \quad m' = \sigma \omega \frac{AB'^2}{\cos(\angle OB'A)}.$$

Притяжения двух масс на P соответственно таковы:

$$\alpha = k^2 \sigma \omega \frac{AB^2}{BP^2} \cdot \frac{\Delta a}{\cos(\angle OBA)}, \quad \alpha' = k^2 \sigma \omega \frac{AB'^2}{B'P^2} \cdot \frac{\Delta a}{\cos(\angle OB'A)}. \quad (7)$$

Из построения A следует, что

$$PO:OB=OB:OA.$$

Отсюда вытекает подобие треугольников POB и BOA , имеющих общий угол, заключенный между пропорциональными сторонами. Поэтому

$$\frac{AB}{BP} = \frac{OB}{OP} = \frac{a}{OP}.$$

Таким же образом

$$\frac{AB'}{B'P} = \frac{a}{OP}.$$

Угол OBA равен углу $OB'A$. Поэтому уравнения (7) принимают вид:

$$\alpha = k^2 \sigma \omega \frac{a^2}{OP^2} \cdot \frac{\Delta a}{\cos(\angle OBA)}, \quad \alpha' = k^2 \sigma \omega \frac{a^2}{OP^2} \cdot \frac{\Delta a}{\cos(\angle OBA)} = \alpha. \quad (8)$$

Углы BPO и $B'PO$ соответственно равны OBA и $OB'A$; следовательно, они равны между собой. Равнодействующая двух равных притяжений α

и a' направлена по биссектрисе угла, заключенного между ними, или по направлению к O , и величина ее определяется формулой:

$$\Delta R = a \cos(BPO) + a' \cos(B'PO) = 2a \cos(OB A),$$

которая вследствие (8) принимает вид:

$$\Delta R = 2k^2 \pi \omega \frac{a^2 \Delta a}{OP^2}.$$

Это уравнение действительно для каждого телесного угла с вершиной в A , а следовательно, и для их суммы. Поэтому притяжение всего сферического слоя на внешнюю точку получим, суммируя выражения для ΔR относительно ω , что дает:

$$R = 4\pi k^2 \pi \frac{a^2 \Delta a}{OP^2} = \frac{k^2 M}{OP^2},$$

т. е. притяжение прямо пропорционально массе слоя и обратно пропорционально квадрату расстояния точки от его центра.

71. Притяжение на точку однородного сферического слоя. В § 66—69 рассмотрены притяжения тонкого однородного сферического слоя на точку, лежащую соответственно внутри и вне его; теперь дополним задачу изучением случая, когда притягиваемая точка является частью самого слоя. Пусть O есть центр сферического слоя толщиной Δa и P — положение притягиваемой точки (рис. 16). Построим конус, имеющий телесный угол ω с вершиной в P . Пусть π — плотность слоя; тогда масса сечения, вырезанного конусом в A , равна $\pi \omega \overline{AP^2} \frac{\Delta a}{\cos(OAP)}$. Притяжение элемента вдоль AP есть $\alpha = k^2 \pi \omega \frac{\overline{AP^2}}{\overline{AP^2} \cos(OAP)} \frac{\Delta a}{\cos(OAP)}$. Равнодействующая притяжения слоя направлена по PO , так как масса расположена симметрично по отношению к этой линии.

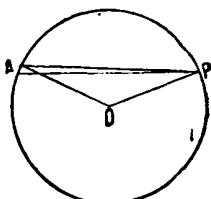


Рис. 16.

Составляющая в направлении PO равна:

$$\Delta R = \alpha \cos(APO) = \alpha \cos(OAP) = k^2 \pi \omega \Delta a.$$

Притяжение всего слоя выражается формулой:

$$R = 2k^2 \pi \Delta a = \frac{k^2 M}{2a^2}.$$

Из этого уравнения и из результатов, полученных в § 66 и 63, следует, что притяжение на внутреннюю точку, бесконечно близкую к слою, равно нулю, на точку в слое оно равно $\frac{k^2 M}{2a^2}$ и на внешнюю точку,

бесконечно близкую к слою, $\frac{k^2 M}{a^2}$). Прерывность в притяжении зависит от того, что масса всякой конечной площади слоя считается конечной, хотя предполагается, что она бесконечно тонкая. На поверхности полной сферы нет такой прерывности, потому что бесконечно тонкий слой, взятый от нее, имеет лишь бесконечно малую массу.

ЗАДАЧИ

1. Возьмем два любых подобных тела, подобно расположенных в перспективе. Покажите, что точка, помещенная в центре перспективы, притягивается обратно пропорционально их линейным размерам, если они представляют тонкие прутья одинаковой плотности, так же, если они — тонкие слои одинаковой плотности, и прямо пропорционально их линейным размерам, если они — сплошные тела одинаковой плотности. Рассмотрите туманность с видимыми угловыми размерами, равными Солнцу. Предположим, что она удалена в миллион раз дальше Солнца и что ее плотность равна одной миллионной плотности Солнца. Сравните ее притяжение на Землю с притяжением Солнца.

2. Докажите, что притяжения двух однородных шаров одинаковой плотности для точек, лежащих на их поверхностях, относятся друг к другу как радиусы шаров.

3. Докажите, что притяжение однородного шара на точку, лежащую внутри него, изменяется прямо пропорционально расстоянию точки от центра.

4. Докажите, что все отсеки равной высоты от любого однородного конуса одинаково притягивают точку, лежащую в его вершине.

5. Найдите закон плотности, при котором притяжение шара на точку его поверхности не зависит от размера шара.

6. Докажите, что притяжение тонкого однородного прута, согнутого по дуге окружности, на точку в центре окружности таково же, какое оказывала бы масса подобного прута, равного хорде, соединяющей концы, если бы она была сосредоточена в средней точке дуги.

7. Докажите, что притяжение тонкого однородного прямого прута на внешнюю точку таково же по величине и направлению, как притяжение дуги окружности такой же плотности с центром в данной точке, стягивающей тот же угол, как и прут, и касательной к пруту.

8. Докажите, что если прямой однородный прут образует многоугольник, все стороны которого касательны к окружности, то точка в центре окружности притягивается прутами одинаково в противоположных направлениях.

9. Докажите, что два шара, состоящие из однородных концентрических сферических слоев, притягивают друг друга так, как если бы вся масса их была сосредоточена в их соответствующих центрах.

72. Общие выражения для составляющих притяжения и для потенциала, когда притягиваемая точка не является частью притягивающей массы. Геометрические методы предыдущих параграфов специальные и применимы лишь к отдельным случаям; следующие аналитические методы характеризуются их единообразием и общностью и снова иллюстрируют преимущества анализа.

Рассмотрим притяжение конечной массы M с плотностью ε на точку P с единицей массы (рис. 17), которая не является частью притягивающей массы, т. е. P находится либо вне M или в ее полости, если таковые имеются. Обозначим координаты точки P через x, y, z , а координаты любого элемента массы dm — через ξ, η, ζ , расстояние от dm до P обо-

¹⁾ См. заметку о притяжении сферических слоев в «Собрании сочинений» Лагранжа, т. VII, стр. 591.

значим через ρ . Тогда составляющие притяжения, параллельные координатным осям, определяются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} X &= -k^2 \int_{(M)} \frac{dm}{\rho^2} \cdot \frac{(x-\xi)}{\rho} = -k^2 \int_{(M)} \frac{(x-\xi)}{\rho^3} dm, \\ Y &= -k^2 \int_{(M)} \frac{(y-\eta)}{\rho^3} dm, \\ Z &= -k^2 \int_{(M)} \frac{(z-\zeta)}{\rho^3} dm, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$dm = \sigma d\xi d\eta d\zeta, \quad \rho^2 = (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2, \quad \sigma = f(\xi, \eta, \zeta).$$

Знак интеграла $\int_{(M)}$ означает, что интеграл должен быть распространен на всю массу M . Тогда, если σ — конечная непрерывная функция координат, как это всегда будет в дальнейшем, то X , Y и Z суть конечные определенные величины. На практике dm выражается через σ и обыкновенные прямоугольные или полярные координаты; X , Y и Z находятся тройным интегрированием.

Три интеграла (9) можно привести к одному единственному интегралу. Для этого положим

$$V = \int_{(M)} \frac{dm}{\rho}. \quad (10)$$

V называется *потенциальной функцией* (термин, введенный Грином в 1828 г.). Это есть функция x , y и z , и мы будем называть ее потенциалом тела M на точку P с координатами (x, y, z) .

Так как P не является частью массы M , то ρ не обращается в нуль в области интегрирования. Пределы интеграла не зависят от положения притягиваемой точки, поэтому функция под знаком интеграла может быть дифференцируема по x , y , z , которые при вычислении определенных интегралов рассматриваются как постоянные. Частные производные от V по x , y и z будут иметь вид:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = - \int_{(M)} \frac{(x-\xi)}{\rho^3} dm, \quad \frac{\partial V}{\partial y} = - \int_{(M)} \frac{(y-\eta)}{\rho^3} dm, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = - \int_{(M)} \frac{(z-\zeta)}{\rho^3} dm.$$

Сравнивая эти уравнения с (9), находим:

$$\left. \begin{aligned} X &= k^2 \frac{\partial V}{\partial x}, \\ Y &= k^2 \frac{\partial V}{\partial y}, \\ Z &= k^2 \frac{\partial V}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

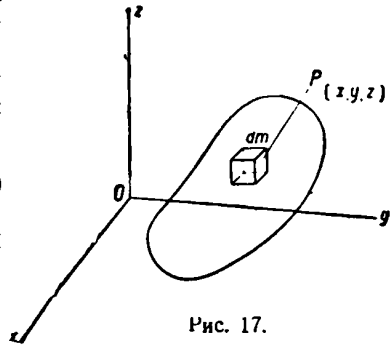


Рис. 17.

Поэтому в случае, когда P не является частью M , решение задачи о нахождении составляющих притяжения сводится к вычислению единственной функции V .

73. Случай, когда притягиваемая точка является частью притягивающей массы. Теперь докажем, что составляющие притяжения и потенциал имеют конечные определенные значения и тогда, когда точка является частью притягивающей массы, и что уравнения (11) применимы также в этом случае.

Чтобы показать, что X , Y и Z имеют в этом случае конечные определенные значения, выразим dm и его положение в полярных координатах с началом в притягиваемой точке P . Формулы, связывающие прямоугольные координаты с полярными, имеют вид:

$$\begin{aligned}\xi - x &= \rho \cos \varphi \cos \theta, \\ r - y &= \rho \cos \varphi \sin \theta, \\ \zeta - z &= \rho \sin \varphi, \\ dm &= \sigma \rho^2 \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta \, d\rho.\end{aligned}$$

Тогда выражения для составляющих притяжения и потенциала принимают вид:

$$\begin{aligned}X &= -k^2 \iiint \sigma \cos^2 \varphi \cos \theta \, d\varphi \, d\theta \, d\rho, \\ Y &= -k^2 \iiint \sigma \cos^2 \varphi \sin \theta \, d\varphi \, d\theta \, d\rho, \\ Z &= -k^2 \iiint \sigma \sin \varphi \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta \, d\rho, \\ V &= + \iiint \sigma \rho \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta \, d\rho,\end{aligned}$$

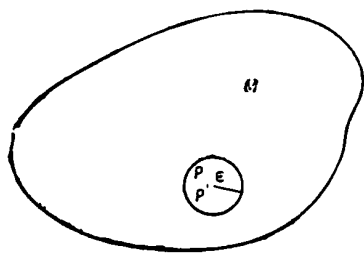
где пределы должны быть определены таким образом, чтобы интегрирование распространялось на все тело M . Подинтегральные функции конечны для всех положений точки P в M , и поэтому интегралы имеют конечные определенные значения.

Простейший метод доказательства того, что уравнения (11) применимы и тогда, когда P находится в притягиваемой массе M , исходит из определения производной V по x . По определению

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{V' - V}{\Delta x},$$

Рис. 18.

где V' есть потенциал в точке P' , координаты которой $(x + \Delta x, y, z)$. Построим малую сферу радиуса ϵ , включающую P и P' (рис. 18). Обозначим массу, находящуюся внутри сферы, через M_1 , а лежащую вне ее —



через M_2 . Пусть соответствующие части составляющих притяжения и потенциал различаются индексами 1 и 2. Тогда:

$$X = X_1 + X_2, \quad \dots, \quad V = V_1 + V_2, \quad (12)$$

потому что все эти количества определены однозначно. Кроме того, из § 72 следует, что

$$X_2 = k^2 \frac{\partial V_2}{\partial x}, \quad Y_2 = k^2 \frac{\partial V_2}{\partial y}, \quad Z_2 = k^2 \frac{\partial V_2}{\partial z}.$$

Теперь рассмотрим производную V по x . Она принимает вид:

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} + \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{V'_2 - V_2}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} + \frac{1}{k^2} X_2. \quad (13)$$

Пусть расстояние от P до dm есть ρ , и от P' до dm есть ρ' . Тогда

$$\frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} = \int_{(M)} \left(\frac{1}{\rho'} - \frac{1}{\rho} \right) \frac{dm}{\Delta x}.$$

Из треугольника $PdmP'$ следует, что $|\Delta x| \geq |\rho' - \rho|$, где прямые черточки обозначают абсолютную величину. Отсюда следует, что

$$\left| \left(\frac{1}{\rho'} - \frac{1}{\rho} \right) \frac{1}{\Delta x} \right| \leq \frac{1}{\rho \rho'} < \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho'^2} \right).$$

Поэтому

$$\left| \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} \right| \leq \frac{1}{2} \int_{(M)} \frac{dm}{\rho^2} + \frac{1}{2} \int_{(M)} \frac{dm}{\rho'^2}.$$

Вставляя в dm его выражение в полярных координатах, мы перепишем это неравенство в виде:

$$\left| \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} \right| \leq \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} \sigma \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta \, d\rho + \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho'} \sigma \cos \varphi' \, d\varphi' \, d\theta' \, d\rho'.$$

Пусть σ_0 есть максимальное значение σ в ε . Заменяя σ через σ_0 , мы только усилим неравенство.

Интегрируя затем по ρ и ρ' , получим:

$$\left| \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} \right| \leq \frac{\sigma_0}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \rho \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta + \frac{\sigma_0}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \rho' \cos \varphi' \, d\varphi' \, d\theta'.$$

Так как P и P' находятся в сфере ε , то расстояния ρ и ρ' не могут превышать 2ε . Тогда

$$\left| \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} \right| < \gamma_0 \varepsilon \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta + \gamma_0 \varepsilon \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \cos \varphi' \, d\varphi' \, d\theta' = 8\pi\gamma_0 \varepsilon$$

и

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left| \frac{V'_1 - V_1}{\Delta x} \right| < 8\pi\gamma_0 \varepsilon.$$

Из этого неравенства и уравнения (13) следует, что

$$k^2 \frac{\partial V}{\partial x} - 8k^2\pi\gamma_0 \varepsilon < X_2 < k^2 \frac{\partial V}{\partial x} + 8k^2\pi\gamma_0 \varepsilon$$

Теперь перейдем к пределу при $\varepsilon = 0$. Употребляя полярные координаты, легко доказать, что предел X_1 для $\varepsilon = 0$ равен нулю. Поэтому из (12) следует, что

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} X_2 = X,$$

и, следовательно, из последнего неравенства:

$$X = k^2 \frac{\partial V}{\partial x}.$$

Соответствующие соотношения для производных по y и z доказываются подобным образом, и поэтому уравнения (11) применимы независимо от того, составляет ли P часть от M или нет.

74. Поверхности уровня. Уравнение $V = c$, где c имеет постоянное значение, определяет так называемые *поверхности уровня или эквипотенциальные поверхности*.

Всякое перемещение δx , δy , δz притягиваемой точки от точки (x_0, y_0, z_0) по уровенной поверхности должно удовлетворять уравнению:

$$\frac{\partial V}{\partial x} \delta x + \frac{\partial V}{\partial y} \delta y + \frac{\partial V}{\partial z} \delta z = 0,$$

что представляет условие того, чтобы точки (x_0, y_0, z_0) и $(x_0 + \delta x, y_0 + \delta y, z_0 + \delta z)$ лежали на одной и той же уровенной поверхности. Вследствие (11) это уравнение принимает вид:

$$X\delta x + Y\delta y + Z\delta z = 0. \quad (14)$$

Направляющие косинусы равнодействующей притяжения, которому подвержена точка, пропорциональны x , y , z , а направляющие косинусы линии перемещения пропорциональны δx , δy , δz . Так как сумма парных произведений этих направляющих косинусов равна нулю, то отсюда следует, что *равнодействующее притяжение перпендикулярно к уровенной поверхности*. Следовательно, если точка выведена из состояния покоя, то она начинает двигаться перпендикулярно к уровенной поверхности из ее начального

положения; но после приобретения заметной скорости она вообще не будет двигаться перпендикулярно к уровненным поверхностям, потому что движение зависит не только от сил, которые, как было показано, ортогональны к уровненным поверхностям, но также и от скорости.

76. Потенциал и притяжение тонкого однородного круглого диска на точку, лежащую на его оси. Возьмем начало в центре диска с радиусом R . Пусть P имеет координаты $(x, 0, 0)$ (рис. 19). Тогда

$$V = \int \frac{dm}{\rho} = \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{r dr d\theta}{\sqrt{x^2 + r^2}}.$$

После интегрирования находим, что

$$\left. \begin{aligned} V &= 2\pi\sigma [\sqrt{x^2 + R^2} - \sqrt{x^2}], \\ X &= k^2 \frac{\partial V}{\partial x} = 2\pi k^2 \sigma \left[\frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} - \frac{x}{\sqrt{x^2}} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Если x остается постоянным, а R стремится к бесконечности, то в пределе притяжение становится равным:

$$X = \mp 2\pi k^2 \sigma, \quad (16)$$

согласно тому, находится ли точка на положительной или отрицательной стороне плоскости уз. Правая часть этого уравнения не зависит от x ; поэтому тонкий круглый бесконечно протяженный диск притягивает вышележащую точку с силой, не зависящей от ее высоты. Любое число наложенных



Рис. 19.

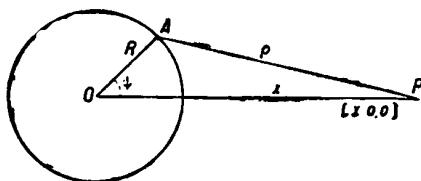


Рис. 20.

друг на друга дисков действует вместе таким же образом. Поэтому, если бы Земля была бесконечно протяженной плоскостью, как это обычно предполагали в древности, то тела на всех высотах притягивались бы к ней с постоянными силами и законы падения тел, выведенные при гипотезе постоянного ускорения, были бы совершенно верными.

76. Потенциал и притяжение тонкого однородного сферического слоя на внутреннюю и внешнюю точку. Пусть φ обозначает угол между OP и радиусом и θ^1 — угол между основной плоскостью и плоскостью OAP (рис. 20). Тогда

$$V = \int \frac{dm}{\rho} = \sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{R^2 \sin \varphi}{\rho} d\varphi d\theta^1. \quad (17)$$

¹⁾ Заметим, что здесь φ и θ не являются обычными полярными углами, употребляемыми в других местах.

Одну из трех переменных φ , θ , ρ можно выразить через две остальные. Например, из чертежа видно, что

$$\rho^2 = x^2 + R^2 - 2xR \cos \varphi,$$

откуда

$$\rho d\rho = xR \sin \varphi d\varphi. \quad (18)$$

Тогда, если P находится вне слоя, то уравнение (17) принимает вид¹⁾:

$$V_E = \frac{R\sigma}{x} \int_{\pi-R\theta}^{\pi+R\theta} \int_0^{2\pi} d\varphi d\theta, \quad (19)$$

а если P находится внутри слоя, то

$$V_I = \frac{R\sigma}{x} \int_{R-x\theta}^{R+x\theta} \int_0^{2\pi} d\varphi d\theta. \quad (20)$$

Вычисляя интегралы, мы получим:

$$V_E = \frac{4\pi\sigma R^2}{x} = \frac{M}{x}, \quad V_I = 4\pi\sigma R = \frac{M}{R}. \quad (21)$$

Компоненты по оси x соответственно равны:

$$X_E = k^2 \frac{\partial V_E}{\partial x} = -\frac{k^2 M}{x^2}, \quad X_I = k^2 \frac{\partial V_I}{\partial x} = 0, \quad (22)$$

что согласуется с результатами, полученными в § 66 и 70.

Притяжение сплошного однородного шара также может быть найдено сразу. Рассматривая слой как элемент шара, мы должны заменить M в (22) выражением:

$$M = 4\pi\sigma r^2 dr.$$

Пусть $\bar{X}$ обозначает притяжение всего шара с массой $\bar{M}$; тогда:

$$\bar{X} = -\frac{4k^2\pi\sigma}{x^2} \int_0^a r^3 dr = -\frac{4k^2\pi\sigma a^3}{3x^2} = -k^2 \frac{\bar{M}}{x^2}.$$

Рассмотрим взаимное притяжение двух шаров. Согласно только что полученным результатам каждый из них притягивает каждую точку другого, как если бы вся его масса находилась в его центре. Отсюда следует, что два шара притягивают друг друга так, как если бы все их массы находились в их соответствующих центрах.

¹⁾ Через V_E и V_I обозначены потенциалы слоя на внешнюю и внутреннюю точки соответственно. *Прим. ред*

77. Второй метод вычисления притяжения однородного шара. Теперь дадим очень простой способ нахождения притяжения сплошного однородного шара на внешнюю точку при условии, что оно известно для внутренних точек. Эта задача решается очень просто, и мы приводим ее только потому, что соответствующий прием имеет большое значение в гораздо более трудном случае притяжения эллипсоидов и составляет знаменитый метод Айвори.

Пусть требуется найти притяжение шара S на внешнюю точку P' , предполагая, что нахождение притяжения на внутренние точки известно (рис. 21). Проведем через P' концентрическую сферу S' и предположим, что она имеет ту же плотность, как и S . Установим однозначное соответствие между точками сферы S и сферы S' при помощи формул:

$$x = \frac{R}{R'} x', \quad y = \frac{R}{R'} y', \quad z = \frac{R}{R'} z'. \quad (23)$$

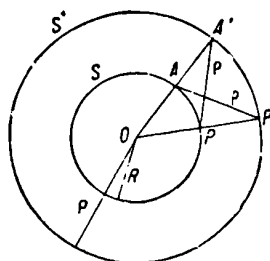


Рис. 21.

Соответствующие точки находятся на линиях, проходящих через общий центр сфер, и пусть P соответствует P' . Пусть далее X и X' обозначают соответственно притяжения S' и S на P и P' . Они даются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} X &= -k^2 \int_{(S')} \frac{R-x'}{\rho'^3} dm' = -k^2 \int \int \int \frac{R-x}{\rho'^3} dx' dy' dz', \\ X' &= -k^2 \int_{(S)} \frac{R'-x}{\rho^3} dm = -k^2 \int \int \int \frac{R'-x}{\rho^3} dx dy dz. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Но из определения ρ и ρ' следует, что

$$\left. \begin{aligned} k^2 \int \int \int \frac{R-x'}{\rho'^3} dx' dy' dz' &= +k^2 \int \int \int \frac{\partial \left(\frac{1}{\rho'} \right)}{\partial x} dx' dy' dz' = \\ &= k^2 \int \int \left(\frac{1}{\rho_2'} - \frac{1}{\rho_1'} \right) dy' dz', \\ k^2 \int \int \int \frac{R'-x}{\rho^3} dx dy dz &= k^2 \int \int \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) dy dz, \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

где ρ_2 и ρ_1 — крайние значения ρ , полученные интегрированием по x . Иными словами, первое интегрирование дает притяжение элементарного столбика, простирающегося через шар параллельно оси x , а ρ_1 и ρ_2 — расстояния притягиваемой точки P от концов этого столбика. При дальнейшем интегрировании берется сумма всех таких элементарных столбиков.

Предположим, что интегралы (25) вычислены таким образом, что соответствующие столбики двух шаров берутся одновременно. Рассмотрим

любые две пары соответствующих элементов, как например в A и A' . Для них $\rho = \rho'$, и это соотношение сохраняется при всем вышеприведенном интегрировании. Поэтому из уравнений (24) и (25) следует, что

$$X' = -k^2 \sigma \iint \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) dy dz = -k^2 \sigma \iint \left(\frac{1}{\rho'_2} - \frac{1}{\rho'_1} \right) dy dz.$$

Но из (23) следует:

$$dy = \frac{R}{R'} dy', \quad dz = \frac{R}{R'} dz',$$

поэтому

$$X' = -k^2 \sigma \frac{R^2}{R'^2} \iint \left(\frac{1}{\rho'_2} - \frac{1}{\rho'_1} \right) dy' dz' = \frac{R^2}{R'^2} X.$$

Пусть M представляет массу шара S и M' — массу шара S' . Притяжение S' на внутреннюю точку P дается выражением:

$$X = -\frac{k^2 M}{R^2},$$

поэтому из соотношения $R'^2 X' = R^2 X$ следует, что притяжение S на внешнюю точку P' равно:

$$X' = -\frac{k^2 M}{R'^2},$$

что согласуется с ранее полученными результатами (§ 69, 70).

ЗАДАЧИ

1. Докажите переходом к пределу, что потенциал и составляющие притяжения имеют конечные определенные значения и что уравнения (11) применимы, когда точка находится на поверхности притягивающей массы.

2. Найдите выражение потенциальной функции для точки, лежащей вне притягивающего тела, когда сила изменяется обратно пропорционально n -й степени расстояния.

$$\text{Омс. } V = \frac{1}{n-1} \int \frac{r'^{n-2}}{\rho^n}.$$

3. Найдите переходом к пределу, для какого значения n потенциал в последней задаче конечен и определен, когда точка является частью притягивающей массы.

4. Покажите, что уровенные поверхности для прямого однородного стержня представляют вытянутые сфероиды, фокусами которых являются концы стержня.

5. Найдите составляющие притяжения однородного полушария радиуса R на точку, лежащую на его краю: а) в направлении центра его основания, б) перпендикулярно к этому направлению в плоскости основания, с) перпендикулярно к этим двум направлениям.

$$\text{Омс. а) } X = \frac{2}{3} \pi \sigma k^2 R; \quad \text{б) } Y = 0; \quad \text{с) } Z = \frac{4}{3} \sigma k^2 R^2$$

6. Найдите отклонение отвеса, вызванное полусферическим холмом радиуса r и плотности σ_1 . Пусть R обозначает радиус Земли, которая считается шарообразной, и σ_2 — ее среднюю плотность.

Отв. Если λ есть угол отклонения, то

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{\frac{2}{3} \sigma_1 r}{\frac{4}{3} \pi \sigma_2 R - \frac{4}{3} \sigma_1 r} = \frac{\frac{1}{2} \pi \sigma_1 r}{\pi \sigma_2 R - \sigma_1 r}$$

или приближенно

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \frac{r}{R}.$$

7. Докажите, что если притяжение меняется прямо пропорционально расстоянию, то тело любой формы притягивает точку так, как если бы вся его масса была сконцентрирована в центре массы.

78. Потенциал и притяжение сплошного однородного сжатого сфероида на удаленную точку с единицей массы. Планеты очень близки к сжатым сфероидам и почти однородны, так что результаты, полученные в этом параграфе, с достаточным приближением представляют действительные притяжения для большинства астрономических применений.

Предположим, что притягиваемая точка находится на достаточно большом расстоянии по сравнению с размерами притягивающего сфероида. Возьмем начало координат в центре сфероида и направим ось z по оси вращения. Пусть R обозначает расстояние от O до P и r — расстояние от O до элемента массы (рис. 22). Тогда

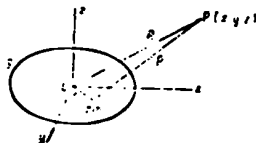


Рис. 22.

$$\left. \begin{aligned} V &= \int \frac{dm}{r}, \quad \rho = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}, \\ R &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Из этих уравнений следует, что:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + r^2 - 2(x\xi + y\eta + z\zeta)}} = \frac{1}{R} \sqrt{1 + \frac{r^2 - 2(x\xi + y\eta + z\zeta)}{R^2}}.$$

Считая $\frac{\xi}{R}$, $\frac{\eta}{R}$ и $\frac{\zeta}{R}$ малыми величинами первого порядка, разложим выражение для r^{-1} по формуле бинома до малых третьего порядка. Имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} &= \frac{1}{R} \left\{ 1 + \frac{x\xi + y\eta + z\zeta}{R^2} - \frac{r^2}{2R^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \frac{(x\xi^2 + y^2\eta^2 + z^2\zeta^2 - 2x\xi\eta\zeta + 2yz\eta\zeta + 2zx\zeta\xi)}{R^4} + \dots \right\} \end{aligned}$$

Поэтому

$$V = \frac{1}{R} \int dm + \frac{x}{R^3} \int \xi dm + \frac{y}{R^3} \int \eta dm + \frac{z}{R^3} \int \zeta dm - \frac{1}{2R^3} \int r^2 dm + \left. \begin{aligned} & + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R^5} \int \xi^2 dm + \frac{3}{2} \frac{y^2}{R^5} \int \eta^2 dm + \frac{3}{2} \frac{z^2}{R^5} \int \zeta^2 dm + \\ & + \frac{3xy}{R^5} \int \zeta \eta dm + \frac{3yz}{R^5} \int \eta \xi dm + \frac{3zx}{R^5} \int \xi \zeta dm + \dots \end{aligned} \right\} (27)$$

Пусть M обозначает массу сфероида; тогда

$$\int dm = M,$$

и так как начало находится в центре тяжести, то

$$\int \xi dm = 0, \quad \int \eta dm = 0, \quad \int \zeta dm = 0.$$

Пусть далее σ обозначает плотность, тогда

$$dm = \sigma r^2 \cos \varphi d\varphi d\theta dr,$$

$$\xi = r \cos \varphi \cos \theta,$$

$$\eta = r \cos \varphi \sin \theta,$$

$$\zeta = r \sin \varphi,$$

и (27) принимает вид:

$$V = \frac{M}{R} - \frac{\sigma}{2R^3} \left[\int \int \int r^4 \cos \varphi d\varphi d\theta dr + \frac{3x^2\sigma}{2R^5} \int \int \int r^4 \cos^3 \varphi \cos^2 \theta d\varphi d\theta dr + \right. \\ \left. + \frac{3y^2\sigma}{2R^5} \int \int \int r^4 \cos^3 \varphi \sin^2 \theta d\varphi d\theta dr + \frac{3z^2\sigma}{2R^5} \int \int \int r^4 \sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi d\theta dr + \right. \\ \left. + \frac{3xy\sigma}{R^5} \int \int \int r^4 \cos^3 \varphi \sin \theta \cos \theta d\varphi d\theta dr + \right. \\ \left. + \frac{3yz\sigma}{R^5} \int \int \int r^4 \sin \varphi \cos^3 \varphi \sin \theta d\varphi d\theta dr + \right. \\ \left. + \frac{3zx\sigma}{R^5} \int \int \int r^4 \sin \varphi \cos^3 \varphi \cos \theta d\varphi d\theta dr + \dots \right],$$

где пределы интегрирования таковы: для r от 0 до r ; для φ от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$; для θ от 0 до 2π . Так как r и φ не зависят от θ , то проинтегрируем сначала по θ . Получим:

$$V = \frac{M}{R} - \frac{\pi\sigma}{R^3} \left[\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^r r^4 \cos \varphi d\varphi dr + \frac{3}{2} \frac{\pi x^2 \sigma}{R^5} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^r r^4 \cos^3 \varphi d\varphi dr + \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \frac{\pi y^2 \sigma}{R^5} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^r r^4 \cos^3 \varphi d\varphi dr + \frac{3\pi z^2 \sigma}{2R^5} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^r r^4 \sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi dr + \dots \right] \quad (28)$$

Последние три интеграла равны нулю.

Следующее интегрирование должно быть по r , так как эта переменная зависит от φ . Пусть большая и малая полуоси меридианного сечения сфероидов соответственно равны a и b и пусть e — эксцентриситет. Тогда

$$r^2 = \frac{b^2}{1 - e^2 \cos^2 \varphi}.$$

Проинтегрировав (28) по r и разлагая результат по степеням e , находим, что до членов второго порядка включительно:

$$\begin{aligned} V = & \frac{M}{R} - \frac{\pi a b^3}{5 R^3} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \frac{5}{2} e^2 \cos^2 \varphi + \dots \right) \cos \varphi d\varphi + \\ & + \frac{3}{10} \frac{\pi a b^3}{R^3} (x^2 + y^2) \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \frac{5}{2} e^2 \cos^2 \varphi + \dots \right) \cos^3 \varphi d\varphi + \\ & + \frac{3}{5} \frac{\pi a b^3 z^2}{R^3} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \frac{5}{2} e^2 \cos^2 \varphi + \dots \right) \sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi + \\ & + \dots \end{aligned}$$

Интегрируя, наконец, по φ и располагая выражение для V по степеням e , мы получим:

$$V = \frac{M}{R} + \frac{2}{15} \frac{\pi a b^3}{R^3} (x^2 + y^2 - 2z^2) e^2 + \dots$$

Но

$$M = \frac{4}{3} \pi a^2 b, \quad b^2 = a^2 (1 - e^2).$$

Поэтому

$$V = \frac{M}{R} \left[1 + \frac{b^2 (x^2 + y^2 - 2z^2)}{10 R^2} e^2 + \dots \right]. \quad (29)$$

Из уравнений (11) и (29) находим выражения для составляющих притяжения:

$$\left. \begin{aligned} X = & -\frac{k^2 M x}{R^3} \left[1 + \frac{3}{10} b^2 \frac{(x^2 + y^2 - 4z^2)}{R^2} e^2 + \dots \right], \\ Y = & -\frac{k^2 M y}{R^3} \left[1 + \frac{3}{10} b^2 \frac{(x^2 + y^2 - 4z^2)}{R^2} e^2 + \dots \right], \\ Z = & -\frac{k^2 M z}{R^3} \left[1 + \frac{3}{10} b^2 \frac{(x^2 + y^2 - 2z^2)}{R^2} e^2 + \dots \right]. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Если сфероид превращается в сферу такой же массы, то выражение для составляющих притяжения приводятся к первым членам правых частей выражений (30), так как для сферы $e=0$. Если притягиваемая точка находится в плоскости экватора притягивающего сфероида, то $z=0$, а если она, лежит на оси вращения, то $x=y=0$. Отсюда из уравнений (30) следует, что притяжение сжатого сфероида на точку, находящуюся на некотором расстоянии от центра и лежащую в плоскости его экватора, больше, чем притяжение шара равной массы; а на точку, лежащую на продолжении полярной оси, меньше, чем притяжение шара равной массы. Когда точка удаляется от притягивающего тела, то притяжение приближается к притяжению шара равной массы. Поэтому если точка удаляется в плоскости экватора, то притяжение уменьшается быстрее, чем увеличивается квадрат расстояния, и если она приближается, то притяжение увеличивается быстрее, чем уменьшается квадрат расстояния. Обратные результаты имеют место, когда точка находится на полярной оси.

79. Потенциал и притяжение сплошного однородного эллипсоида на точку с единицей массы внутри него. Напишем уравнение поверхности эллипсоида в виде:

$$\frac{\xi^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} + \frac{\zeta^2}{c^2} - 1 = 0, \quad (31)$$

и пусть притягиваемая точка расположена внутри эллипсоида и имеет координаты (x, y, z) . Возьмем эту точку за начало полярных координат ρ, θ и φ . Возьмем основные плоскости этой системы параллельно плоскостям первой системы. Тогда переменные ρ, θ и φ связаны с прямоугольными координатами формулами:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= x + \rho \cos \varphi \cos \theta, \\ \eta &= y + \rho \cos \varphi \sin \theta, \\ \zeta &= z + \rho \sin \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Потенциал эллипсоида на точку P с единицей массы равен:

$$V = \int_{(M)} \frac{dm}{\rho} = \sigma \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_1} \rho \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta \, d\rho.$$

Так как значение ρ зависит от полярных углов, то сначала нужно интегрировать по этой переменной. Интегрирование дает:

$$V = \frac{\sigma}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\rho_1} \rho^2 \cos \varphi \, d\varphi \right) d\theta \, d\rho. \quad (33)$$

Для выражения ρ_1 через полярные углы подставим (32) в (31), откуда находим:

$$A\rho_1^2 + 2B\rho_1 + C = 0, \quad (34)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\cos^2 \varphi \cos^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \varphi \sin^2 \theta}{b^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2}, \\ B &= \frac{x \cos \varphi \cos \theta}{a^2} + \frac{y \cos \varphi \sin \theta}{b^2} + \frac{z \sin \varphi}{c^2}, \\ C &= \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Из (34) находим:

$$\rho_1 = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - AC}}{A}.$$

Очевидно, что для ρ_1 нужно взять положительное значение; так как A существенно положительно, а C отрицательно, потому что точка (x, y, z) находится внутри поверхности эллипсоида, то для того чтобы ρ_1 было положительно, перед радикалом должен быть взят знак $+$. Подставляя это значение для ρ_1 в (33), находим:

$$V = \frac{\sigma}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{(2B^2 - 2B\sqrt{B^2 - AC} - AC)}{A^2} \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta. \quad (36)$$

Рассмотрим интеграл:

$$V_1 = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{B \sqrt{B^2 - AC}}{A^2} \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta.$$

Из выражения для B следует, что дифференциальные элементы, соответствующие $\theta = \theta_0$, $\varphi = \varphi_0$ и $\theta = \pi + \theta_0$, $\varphi = -\varphi_0$, по абсолютной величине равны, но имеют противоположные знаки. Так как все элементы, входящие в интеграл, можно разбить на пары таким образом: то отсюда следует, что $V_1 = 0$, после чего формула (36) принимает вид,

$$\begin{aligned} V &= \frac{\sigma}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{\cos^2 \varphi \cos^2 \theta}{a^2} (2x^2 - C) + \frac{\cos^2 \varphi \sin^2 \theta}{b^2} (2y^2 - C) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2} (2z^2 - C) \right\} \frac{\cos \varphi \, d\varphi \, d\theta}{A^2} + \\ &+ 2\sigma \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{xy \cos^2 \varphi \sin \theta \cos \theta}{a^2 b^2} + \frac{yz \sin \varphi \cos \varphi \sin \theta}{b^2 c^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{zx \sin \varphi \cos \varphi \cos \theta}{c^2 a^2} \right\} \frac{\cos \varphi \, d\varphi \, d\theta}{A^2}. \quad (37) \end{aligned}$$

Сравнивая опять попарно взятые элементы, мы видим, что второй интеграл также равен нулю. Положим

$$W = \frac{\sigma}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi d\theta}{\cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \frac{\cos \varphi \sin^2 \theta}{a^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{b^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2}}, \quad (38)$$

тогда (37) может быть написано в виде:

$$V = -CW + \frac{x^2}{a} \frac{\partial W}{\partial a} + \frac{y^2}{b} \frac{\partial W}{\partial b} + \frac{z^2}{c} \frac{\partial W}{\partial c}. \quad (39)$$

Для данного эллипсоида W постоянно, и уравнения уровенных поверхностей имеют вид:

$$C_1 x^2 + C_2 y^2 + C_3 z^2 = \text{const.},$$

что является уравнением подобных концентрических эллипсоидов, оси которых пропорциональны. Чтобы привести W к интегрируемой форме, положим:

$$M = \frac{\cos^2 \varphi}{a^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2}, \quad N = \frac{\cos^2 \varphi}{b^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2}, \quad (40)$$

тогда (38) принимает вид:

$$W = \frac{\sigma}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi d\theta}{M \cos^2 \theta + N \sin^2 \theta} = 4\sigma \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \varphi d\varphi d\theta}{M \cos^2 \theta + N \sin^2 \theta}.$$

Так как M и N не зависят от θ , то, интегрируя по этой переменной, находим ¹⁾:

$$\begin{aligned} W &= 2\pi\sigma \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \varphi d\varphi}{V MN} = \\ &= 2\pi\sigma abc^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \varphi d\varphi}{V (a^2 \sin^2 \varphi + c^2 \cos^2 \varphi) \cdot (b^2 \sin^2 \varphi + c^2 \cos^2 \varphi)}. \end{aligned} \quad (41)$$

Для восстановления симметрии относительно a , b и c , которая существовала в (38), Якоби ввел преобразование:

$$\sin \varphi = \frac{c}{V c^2 + s},$$

откуда

$$W = \pi\sigma abc \int_0^{\infty} \frac{ds}{V (a^2 + s) (b^2 + s) (c^2 + s)}.$$

¹⁾ Подстановкой $\text{tg } \theta = x$, интеграл приводится к одной из стандартных форм.

Вычисляя производные по a , b и c и подставляя в (39), находим:

$$V = \pi a b c \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{x^2}{a^2 + s} - \frac{y^2}{b^2 + s} - \frac{z^2}{c^2 + s}\right) \frac{ds}{\sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}. \quad (42)$$

Составляющие притяжения определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} X &= k^2 \frac{\partial V}{\partial x} = - \int_0^{\infty} \frac{2\pi a b c x k^2 ds}{(a^2 + s) \sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}, \\ Y &= k^2 \frac{\partial V}{\partial y} = - \int_0^{\infty} \frac{2\pi a b c y k^2 ds}{(b^2 + s) \sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}, \\ Z &= k^2 \frac{\partial V}{\partial z} = - \int_0^{\infty} \frac{2\pi a b c z k^2 ds}{(c^2 + s) \sqrt{(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}}. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Так как (41) однородно и второй степени относительно a , b и c , то $\frac{\partial V}{\partial x}$, $\frac{\partial V}{\partial y}$, $\frac{\partial V}{\partial z}$, образованные из (39), также будут однородны и нулевой степени относительно тех же величин.

Отсюда следует, что если a , b и c увеличены в одно и то же число раз γ , то составляющие притяжения X , Y и Z не изменятся; или *эллиптический гомеоморфизм*¹⁾, ограниченный поверхностями эллипсоидов, оси которых a , b , c и γa , γb и γc , притягивает лежащую внутри него точку P одинаково в противоположных направлениях (ср. § 67).

Составляющая притяжения X не зависит от y и z и содержит x в первой степени, поэтому *составляющая притяжения по оси x пропорциональна координате x точки и постоянна повсюду внутри эллипсоида в плоскости $\xi = x$* . Аналогичные результаты получаются и для двух других координат.

Предположим, что $a > b > c$. Тогда уравнение (41) может быть приведено к нормальной форме эллиптического интеграла первого рода путем подстановки:

$$\sin \varphi = \frac{c}{\sqrt{a^2 - c^2}} \frac{u}{\sqrt{1 - u^2}}, \quad x^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2 - c^2} < 1.$$

Опуская вычисления, напомним для W окончательное выражение:

$$W = \frac{2\pi a b c}{\sqrt{a^2 - c^2}} \int_0^{\frac{a}{\sqrt{a^2 - c^2}}} \frac{du}{\sqrt{(1 - u^2)(1 - x^2 u^2)}}. \quad (44)$$

Если x^2 мало, то интеграл легко вычислить, разлагая подинтегральную функцию в ряд по степеням x^2 и интегрируя почленно.

1) Гомеоморфизм мы называем тело, ограниченное двумя подобными и подобно расположенными поверхностями.

ЗАДАЧИ

1. Исследуйте уровенные поверхности, данные уравнением (29).
 2. Найдите выражения для составляющих притяжения вместо потенциала, как в § 79. Определите, какие части интегралов исчезают, интегрируйте по ϑ и покажите, что результаты таковы:

$$X = -4\pi abcxk^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi}{V(b^2 \sin^2 \varphi + a^2 \cos^2 \varphi)(c^2 \sin^2 \varphi + a^2 \cos^2 \varphi)},$$

$$Y = -4\pi acayk^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi}{V(c^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi)(a^2 \sin^2 \varphi + b^2 \cos^2 \varphi)},$$

$$Z = -4\pi abzbk^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi}{V(a^2 \sin^2 \varphi + c^2 \cos^2 \varphi)(b^2 \sin^2 \varphi + c^2 \cos^2 \varphi)}.$$

Указание. Найдите результаты для Z и получите другие составляющие круговой перестановкой букв a , b , c .

3. Преобразуйте уравнения второй задачи при помощи подстановок:

$$\sin \varphi = \frac{a}{\sqrt{a^2 + s}}, \quad \sin \varphi = \frac{b}{\sqrt{b^2 + s}}, \quad \sin \varphi = \frac{c}{\sqrt{c^2 + s}}$$

и покажите, что получаются уравнения (43).

4. Покажите, что потенциал эллипсоида на точку в его центре равен:

$$V_0 = \pi abc \int_0^\infty \frac{ds}{V(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)} = W.$$

5. Получите значение потенциала (42) из значения для V_0 и уравнений (43).

6. Преобразуйте уравнения задачи 2 таким образом, чтобы интегралы приняли вид:

$$\int \frac{u' du}{(1-u)(1-k^2 u^2)}.$$

7. Вычислите интегралы, входящие в формулу (28), не разлагая выражение для r^2 в ряд по степеням e^2 .

8. Притяжение сплошного однородного эллипсоида на внешнюю точку. Метод Айвори. В случае внешней точки интегралы настолько сложны, что составляющие притяжения не могут быть найдены прямым интегрированием, если не прибегать к разложению в ряды. Эти интегралы вычисляют косвенным путем, выражая их через составляющие притяжения вспомогательного эллипсоида на внутреннюю точку. Этот прием составляет метод Айвори ¹⁾.

¹⁾ *Philosophical Transactions*, 1809.

Пусть требуется найти притяжение эллипсоида E на внешнюю точку $P'(x', y', z')$ (рис. 23). Пусть полуоси E равны a, b и c . Проведем через P' эллипсоид E' , софокусный с E , с полуосями a', b', c' и предположим, что он имеет такую же плотность, как E . Оси двух эллипсоидов связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} a' &= \sqrt{a^2 + x}, & b' &= \sqrt{b^2 + x}, \\ c' &= \sqrt{c^2 + x}, \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

где x определяется уравнением:

$$\frac{x'^2}{a^2 + x} + \frac{y'^2}{b^2 + x} + \frac{z'^2}{c^2 + x} - 1 = 0. \quad (46)$$

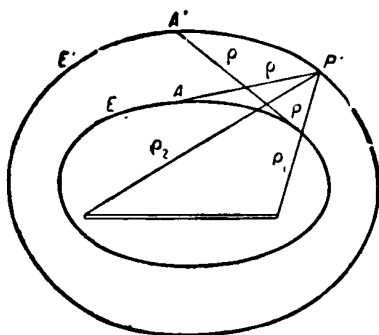


Рис. 23

Очевидно, что для x нужно взять действительный и положительный корень этого уравнения. Уравнение (46) третьей степени относительно x и имеет один положительный и два отрицательных корня. Действительно, левая часть уравнения (46), рассматриваемая как функция x , отрицательна при $x = +\infty$; положительна при $x = 0$ [так как (x', y', z') лежит вне эллипсоида E]; положительна при $x = -c^2 + \epsilon$ (где ϵ — очень маленькая положительная величина); отрицательна при $x = -c^2 - \epsilon$; положительна при $x = -b^2 + \epsilon$; отрицательна при $x = -b^2 - \epsilon$; положительна при $x = -a^2 + \epsilon$, отрицательна при $x = -a^2 - \epsilon$ и отрицательна при $x = -\infty$. Течение функции изображено на рис. 24. Когда взят положительный корень, тогда a', b' и c' определяются однозначно.

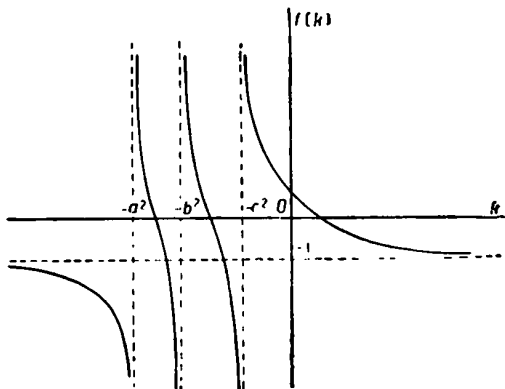


Рис. 24.

Установим однозначное соответствие между точками эллипсоидов E и E' при помощи формул:

$$\xi = \frac{a'}{a} \xi, \quad \eta = \frac{b'}{b} \eta, \quad \zeta = \frac{c'}{c} \zeta. \quad (47)$$

Пусть P есть точка, соответствующая P' . Покажем, что притяжение E на P' связано простым образом с притяжением E' на P .

Пусть X , Y , Z означают составляющие притяжения E' на внутреннюю точку P в точке (x, y, z) . Они могут быть вычислены методами, рассмотренными в § 79, и, следовательно, могут считаться известными. Пусть X' , Y' и Z' обозначают составляющие притяжения E на P' , которые требуется найти. Выражения для составляющих по оси x даются формулами:

$$\left. \begin{aligned} X &= -k^2 \sigma \iiint \frac{x - \xi'}{\rho'^3} d\xi' d\eta' d\zeta' = k^2 \sigma \iiint \frac{\partial \left(\frac{1}{\rho'} \right)}{\partial \xi'} = d\xi' d\eta' d\zeta', \\ X' &= -k^2 \sigma \iiint \frac{x' - \xi}{\rho^3} d\xi d\eta d\zeta = k \sigma \iiint \frac{\partial \left(\frac{1}{\rho} \right)}{\partial \xi} d\xi d\eta d\zeta; \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

интегрируя по ξ , находим:

$$\left. \begin{aligned} X &= k^2 \sigma \iint \left(\frac{1}{\rho'_2} - \frac{1}{\rho'_1} \right) d\eta' d\zeta', \\ X' &= k^2 \sigma \iint \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) d\eta d\zeta, \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

где ρ_2 и ρ_1 — расстояния P' от концов элементарного столбика, полученного интегрированием по ξ .

Решение завершается интегрированием по всей поверхности E . Аналогичные значения имеют ρ'_2 и ρ'_1 .

Но X' связывается с X простым соотношением при помощи следующей леммы: *Если P и A — любые две точки на поверхности E и если P' и A' являются соответствующими точками на поверхности E' , тогда расстояния $\overline{PA'}$ и $\overline{P'A}$ равны.*

Пусть $\overline{PA'} = \rho'$ и $\overline{AP'} = \rho$. Тогда $\rho = \rho'$. Действительно, пусть координаты P и A соответственно равны ξ_1, η_1, ζ_1 и ξ_2, η_2, ζ_2 и координаты P' и A' равны $\xi'_1, \eta'_1, \zeta'_1$ и $\xi'_2, \eta'_2, \zeta'_2$. Тогда

$$\rho'^2 = (\xi_1 - \xi'_2)^2 + (\eta_1 - \eta'_2)^2 + (\zeta_1 - \zeta'_2)^2,$$

$$\rho^2 = (\xi_2 - \xi'_1)^2 + (\eta_2 - \eta'_1)^2 + (\zeta_2 - \zeta'_1)^2,$$

Пользуясь уравнениями (45) и (47), находим:

$$\rho'^2 - \rho^2 = x \left(\frac{\xi_2^2}{a^2} + \frac{\eta_2^2}{b^2} + \frac{\zeta_2^2}{c^2} \right) - x \left(\frac{\xi_1^2}{a^2} + \frac{\eta_1^2}{b^2} + \frac{\zeta_1^2}{c^2} \right).$$

Так как P и A находятся на поверхности эллипсоида с полуосями a , b и c , то каждая скобка равна единице. Поэтому $\rho'^2 - \rho^2 = 0$ или $\rho = \rho'$.

Предположим, что интегралы (49) вычислены так, что элементы в соответствующих точках двух поверхностей всегда берутся одновре-

менно. Тогда во всем интегрировании $\rho_1 = \rho'_1$ и $\rho_2 = \rho'_2$. Более того, из уравнения (47) следует, что $d\eta = \frac{b}{b'} d\eta'$ и $d\zeta = \frac{c}{c'} d\zeta'$. Поэтому

$$\left. \begin{aligned} X &= k^2 \pi \int \int \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) d\tau'_1 d\tau'_2, \\ X' &= k^2 \pi \frac{bc}{b'c'} \int \int \left(\frac{1}{\rho'_2} - \frac{1}{\rho'_1} \right) d\eta' d\zeta' = \frac{bc}{b'c'} X, \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

и аналогично находим:

$$Y' = \frac{ca}{c'a'} Y, \quad Z' = \frac{ab}{a'b'} Z. \quad (51)$$

Припишем штрихи буквам a, b, c и s в уравнениях (43), чтобы согласовать с обозначениями этого параграфа, а так как P и P' являются соответствующими точками, то

$$x = \frac{a}{a'} x', \quad y = \frac{b}{b'} y', \quad z = \frac{c}{c'} z'.$$

Подставив после вышеприведенных изменений выражения (43) в (50) и (51), находим:

$$\begin{aligned} X' &= -2\pi z abck^3 x' \int_0^\infty \frac{ds'}{(a'^2 + s') V(a'^2 + s')(b'^2 + s')(c'^2 + s')}, \\ Y' &= -2\pi s abck^3 y' \int_0^\infty \frac{ds'}{(b'^2 + s') V(a'^2 + s')(b'^2 + s')(c'^2 + s')}, \\ Z' &= -2\pi z abck^3 z' \int_0^\infty \frac{ds'}{(c'^2 + s') V(a'^2 + s')(b'^2 + s')(c'^2 + s')}. \end{aligned}$$

Из формул (45) следует:

$$a'^2 = a^2 + \chi, \quad b'^2 = b^2 + \chi, \quad c'^2 = c^2 + \chi,$$

отсюда, полагая еще $s = s' + \chi$, получаем:

$$\left. \begin{aligned} X' &= -2\pi z abck^3 x' \int_\chi^\infty \frac{ds}{(a^2 + s) V(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}, \\ Y' &= -2\pi s abck^3 y' \int_\chi^\infty \frac{ds}{(b^2 + s) V(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}, \\ Z' &= -2\pi z abck^3 z' \int_\chi^\infty \frac{ds}{(c^2 + s) V(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)}. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

Из уравнений (40) и (41) следует, что составляющие притяжения для внутренних точек однородны и нулевой степени относительно a , b и c и что они пропорциональны соответствующим координатам притягиваемой точки. Пусть X , как и выше, обозначает притяжение эллипсоида E' с полуосями a' , b' , c' на внутреннюю точку (x, y, z) . Пусть X'' обозначает притяжение E' на внутреннюю точку (x'', y'', z'') , которая связана с точкой (x, y, z) уравнениями той же формы, как и (47). Тогда мы имеем:

$$\frac{X''}{X} = \frac{x''}{x}, \quad \frac{Y''}{Y} = \frac{y''}{y}, \quad \frac{Z''}{Z} = \frac{z''}{z}.$$

Пусть точка (x'', y'', z'') , всегда соответствующая (x, y, z) , неограниченно приближается к поверхности E . Тогда в пределе имеем:

$$\frac{X''}{X} = \frac{a'}{a}, \quad \frac{Y''}{Y} = \frac{b'}{b}, \quad \frac{Z''}{Z} = \frac{c'}{c};$$

соединяя эти уравнения с (50) и (51), находим:

$$\frac{X''}{X'} = \frac{Y''}{Y'} = \frac{Z''}{Z'} = \frac{a'b'c'}{abc} = \frac{M'}{M}, \quad (53)$$

т. е. *притяжение сплошного эллипсоида на внешнюю точку относится к притяжению софокусного эллипсоида, проходящего через эту точку, как массы соответствующих эллипсоидов.*

Рассмотрим другой эллипсоид, софокусный с проходящим через рассматриваемую точку и расположенный внутри него; на основании такого же рассуждения найдем, что отношение составляющих притяжения этих двух эллипсоидов равно отношению их масс. Пусть X''' , Y''' , Z''' — составляющие притяжения нового эллипсоида с полуосями a''' , b''' , c''' . Тогда

$$\frac{X''}{X'''} = \frac{Y''}{Y'''} = \frac{Z''}{Z'''} = \frac{a'b'c'}{a'''b'''c'''} = \frac{M'}{M''}.$$

Сравнивая эти отношения с (53), находим:

$$\frac{X'}{X''} = \frac{Y'}{Y''} = \frac{Z'}{Z''} = \frac{M}{M'}.$$

Поэтому *два софокусных эллипсоида притягивают точки, внешние по отношению к ним обоим, в одинаковом направлении и с силами, пропорциональными их массам.*

Эта теорема была найдена Маклореном и Лагранжем для эллипсоидов вращения и обобщена Лапласом для случая трехосного эллипсоида. Однако ее легче получить методом Айвори, примененным выше, и она называется поэтому теоремой Айвори.

Правым частям уравнений (52) можно придать вид более удобный для вычисления, полагая в первом $\frac{a}{\sqrt{a^2+s}} = u$; во втором $\frac{b}{\sqrt{b^2+s}} = u$ и в третьем $\frac{c}{\sqrt{c^2+s}} = u$. Результаты подстановок следующие:

$$\left. \begin{aligned} X &= -4\pi\sigma bck^2x' \int_0^{\frac{a}{\sqrt{a^2+x}}} \frac{u' du}{\sqrt{[a^2 - (a^2 - b^2)u^2][a^2 - (a^2 - c^2)u^2]}}, \\ Y &= -4\pi\sigma cak^2y \int_0^{\frac{b}{\sqrt{b^2+x}}} \frac{u^2 du}{\sqrt{[b^2 - (b^2 - c^2)u^2][b^2 - (b^2 - a^2)u^2]}}, \\ Z &= -4\pi\sigma abk^2z' \int_0^{\frac{c}{\sqrt{c^2+x}}} \frac{u^2 du}{\sqrt{[c^2 - (c^2 - a^2)u^2][c^2 - (c^2 - b^2)u^2]}}. \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

Когда притягиваемая точка находится внутри эллипсоида, то формы интегралов остаются теми же, кроме верхних пределов, которые обращаются в единицу.

81. Притяжение сфероидов. Составляющие притяжения получим из уравнений (54), которые годятся и для внешних точек. Предположим, что притягивающее тело есть сжатый сфероид, в котором $a = b > c$, и пусть e обозначает эксцентриситет меридианного сечения. Тогда

$$c^2 = a^2(1 - e^2),$$

и формулы (54) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X'}{x'} = \frac{Y'}{y'} &= -4\pi\sigma k^2 \sqrt{1 - e^2} \int_0^{\frac{a}{\sqrt{a^2+x}}} \frac{u^2 du}{\sqrt{1 - e^2 u^2}}, \\ Z' &= -4\pi\sigma k^2 \int_0^{\frac{c}{\sqrt{c^2+x}}} \frac{u^2 du}{1 - e^2 + e^2 u^2}. \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

Вычисляя интегралы, получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X'}{x'} = \frac{Y'}{y'} &= -2\pi\sigma k^2 \frac{1 - e^2}{e^3} \left[\frac{-ae}{\sqrt{a^2+x}} \sqrt{1 - \frac{a^2 e^2}{a^2+x}} + \right. \\ &\quad \left. + \arcsin\left(\frac{ae}{\sqrt{a^2+x}}\right) \right], \\ Z' &= -4\pi\sigma k^2 \frac{1}{e^3} \left[\frac{ce}{\sqrt{c^2+x}} - \sqrt{1 - e^2} \operatorname{arctg} \left(\frac{e}{\sqrt{(1 - e^2)(c^2+x)}} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Составляющие притяжения для внутренних точек получаются из формул (56), полагая $x=0$.

Теперь предположим, что притягивающее тело есть вытянутый сфероид и что $a=b < c$. Тогда $a^2=b^2=c^2(1-\epsilon^2)$, и формулы (54) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X'}{y'} = \frac{Y'}{x'} &= -4\pi\epsilon k^2 \int_0^{\frac{a}{\sqrt{a^2+x}}} \frac{u^2 du}{\sqrt{1-\epsilon^2+\epsilon^2 u^2}}, \\ \frac{Z'}{z'} &= -4\pi\epsilon k^2 (1-\epsilon^2) \int_0^{\frac{c}{\sqrt{c^2+x}}} \frac{u^2 du}{1-\epsilon^2 u^2}. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Вычисляя интегралы, получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X'}{x'} = \frac{Y'}{y'} &= -\frac{2\pi\epsilon k^2}{\epsilon^3} \left[\frac{a\epsilon}{\sqrt{a^2+x}} \sqrt{1-\epsilon^2+\frac{a^2\epsilon^2}{a^2+x}} - \right. \\ &\quad \left. - (1-\epsilon^2) \ln \left(\frac{a\epsilon}{\sqrt{(1-\epsilon^2)(a^2+x)}} + \sqrt{1+\frac{a^2\epsilon^2}{(1-\epsilon^2)(a^2+x)}} \right) \right], \\ \frac{Z'}{z'} &= -2\pi\epsilon k^2 \frac{(1-\epsilon^2)}{\epsilon^3} \left(\frac{-2c\epsilon}{\sqrt{c^2+x}} + \ln \frac{1+\frac{c\epsilon}{\sqrt{c^2+x}}}{1-\frac{c\epsilon}{\sqrt{c^2+x}}} \right), \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Когда точка находится внутри сфероида, то выражения для составляющих имеют такой же вид, только $x=0$.

82. Притяжения на поверхности сфероидов. Составляющие притяжения для внутренней точки, получающиеся в случае сжатого сфероида из формул (56), полагая $x=0$ и опуская штрихи, напишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X}{x} = \frac{Y}{y} &= -2\pi k^2 \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} [-e\sqrt{1-e^2} + \arcsin e], \\ \frac{Z}{z} &= -4\pi k^2 \frac{e^2}{e^3} \left[e - \sqrt{1-e^2} \operatorname{arctg} \left(\frac{e}{\sqrt{1-e^2}} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

Вычисляя пределы этих выражений, когда притягиваемая точка приближается к поверхности сфероида, получим составляющие притяжения точки, лежащей на поверхности. Если притягиваемая точка проходит наружу через поверхность, то x в уравнении (56) начинает непрерывно возрастать от нуля таким образом, что оно всегда удовлетворяет уравнению (46). Поэтому функции (59), оставаясь непрерывными, когда притягиваемая точка достигает поверхности, сохраняют силу, когда x, y, z удовлетворяют уравнению эллипсоида.

Когда e мало, как в случае планет, то удобнее формулы (59) разложить в ряды по степеням e . Подставляя разложения

$$\begin{aligned} \sqrt{1-e^2} &= 1 - \frac{e^2}{2} - \frac{e^4}{8} - \dots, \\ \arcsin e &= e + \frac{e^3}{6} + \frac{3e^5}{40} + \dots, \\ \sqrt{1-e^2} \operatorname{arctg} \left(\frac{e}{\sqrt{1-e^2}} \right) &= e - \frac{e^3}{3} - \frac{2e^5}{15} + \dots \end{aligned}$$

в формулы (59), находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{X}{x} = \frac{Y}{y} &= -\frac{4}{3} \pi \mathfrak{J} k^2 \left(1 - \frac{1}{5} e^2 + \dots \right), \\ \frac{Z}{z} &= -\frac{4}{3} \pi \mathfrak{J} k^2 \left(1 + \frac{2}{5} e^2 + \dots \right). \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

Масса сфероида равна:

$$M = \frac{4}{3} \pi \sigma a^2 c = \frac{4}{3} \pi \mathfrak{J} a^3 \sqrt{1-e^2}.$$

Радиус шара, имеющего такую же массу определяется уравнением:

$$M = \frac{4}{3} \pi \mathfrak{J} R^3 = \frac{4}{3} \pi \mathfrak{J} a^3 \sqrt{1-e^2},$$

откуда

$$R = a (1 - e^2)^{\frac{1}{6}}.$$

Притяжение этого шара на точку, лежащую на его поверхности, дается формулой:

$$F = -\frac{k^2 M}{R^2} = -\frac{3}{4} \pi \mathfrak{J} k^2 a (1 - e^2)^{\frac{1}{6}}. \quad (61)$$

Когда притягиваемая точка находится на экваторе сфероида, то $\sqrt{x^2 + y^2} = a$, отсюда отношение притяжения сфероида на точку его экватора к притяжению равновеликого шара на точку его поверхности равно:

$$\frac{\sqrt{X^2 + Y^2}}{F} = \frac{\left(1 - \frac{1}{5} e^2 \dots \right)}{(1 - e^2)^{\frac{1}{6}}} = 1 - \frac{e^2}{30} + \dots$$

Это отношение меньше единицы при малых значениях e , поэтому притяжение сфероида на точку его экватора меньше, чем притяжение шара, имеющего равную массу и объем, на точку его поверхности. Когда при-

тягиваемая точка находится на полюсе сфероида, то $z=c=a\sqrt{1-e^2}$; следовательно, в этом случае:

$$\frac{Z}{F} = \sqrt{1-e^2} \frac{\left(1 + \frac{2}{5}e^2 \dots\right)}{(1-e^2)^{\frac{1}{6}}} = 1 + \frac{e^2}{15} + \dots$$

Это отношение больше единицы при малом e , поэтому притяжение сфероида на точку в его полюсе больше, чем таковое шара равной массы и объема на точку его поверхности.

Между экватором и полюсом имеется место, где притяжения в точности одинаковы. Найдем широту этого места. Координаты этой точки должны удовлетворять уравнению сфероида, поэтому:

$$f(x, y, z) \equiv \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1 = 0. \quad (62)$$

Направляющие косинусы нормали к поверхности в точке (x, y, z) равны:

$$\frac{\frac{\partial f}{\partial x}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}}; \quad \frac{\frac{\partial f}{\partial y}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}}; \quad \frac{\frac{\partial f}{\partial z}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}}$$

Последнее есть косинус угла между нормалью в точке (x, y, z) и осью z и поэтому равно синусу географической широты, которую обозначим через φ . Отсюда из уравнения (62) следует:

$$\sin \varphi = \frac{\frac{\partial f}{\partial z}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2}} = \frac{z}{1 + (x^2 + y^2)(1 - e^2) + z^2}. \quad (63)$$

Из (62) и (63) находим далее:

$$\left. \begin{aligned} x^2 + y^2 &= \frac{a^2 \cos^2 \varphi}{1 - e^2 \sin^2 \varphi} = a^2 \cos^2 \varphi \cdot \{1 - e^2 \sin^2 \varphi + \dots\}, \\ z^2 &= \frac{a^2 (1 - e^2)^2 \sin^2 \varphi}{1 - e^2 \sin^2 \varphi} = a^2 \sin^2 \varphi \{1 - e^2 (1 + \cos^2 \varphi) + \dots\}. \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

Пусть G обозначает полное притяжение сфероида, тогда из (60) и (64) получаем:

$$\begin{aligned} G &= -\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \\ &= -\frac{4}{3} \pi \gamma k^2 \sqrt{\left(1 - \frac{1}{5} e^2 \dots\right)^2 (x^2 + y^2) + \left(1 + \frac{2}{5} e^2 \dots\right) z^2} = \\ &= -\frac{4}{3} \pi \gamma k^2 a \left\{1 - \frac{e^2}{10} (1 + \cos^2 \varphi) + \dots\right\}. \end{aligned}$$

Отношение этого выражения к выражению для притяжения шара равной массы и объема, данному уравнением (61), таково:

$$\frac{G}{\bar{F}} = \frac{1 - \frac{e^2}{10}(1 + \cos^2 \varphi) \dots}{(1 - e^2)^6} = 1 - \frac{e^2(1 - 3 \sin^2 \varphi)}{30} \dots \quad (65)$$

Это отношение обращается в единицу, если пренебречь членами высшего порядка, когда $3 \sin^2 \varphi = 1$, откуда находим, что

$$\varphi = 35^\circ 15' 52''.$$

Пусть r обозначает радиус сфероида, тогда:

$$r^2 = \frac{a^2(1 - e^2)}{1 - e^2 \cos^2 \phi},$$

где ϕ есть угол между радиусом и плоскостью экватора. Так как этот угол отличается от φ лишь членами второго и выше порядков относительно e , то следует, что с нашей степенью приближения

$$r^2 = \frac{a^2(1 - e^2)}{1 - e^2 \cos^2 \varphi} = a^2(1 - e^2)(1 + e^2 \cos^2 \varphi + \dots).$$

Когда $\varphi = 35^\circ 15' 52''$,

$$r^2 = a^2 \left(1 - \frac{e^2}{3} + \dots \right).$$

Радиус шара равного объема дается формулой:

$$R^3 = a^3(1 - e^2)^{\frac{1}{3}} = a^3 \left(1 - \frac{e^2}{3} + \dots \right),$$

откуда видно, что он равен радиусу сфероида до членов второго порядка включительно. Поэтому в случае сжатого сфероидального малого эксцентриситета притяжение на точку его поверхности с широтой $35^\circ 15' 52''$ почти равно притяжению шара равной массы и объема на точку его поверхности, или благодаря равенству R и r сфероид малого эксцентриситета притягивает точку его поверхности с широтой $35^\circ 15' 52''$ почти с такой же силой, как если бы вся его масса была сосредоточена в его центре.

ЗАДАЧИ

1. Докажите, что метод Айвори может быть применен также, когда притяжение изменяется пропорционально любой степени расстояния.

2. Покажите, почему метод Айвори не может быть использован для нахождения потенциала сплошного эллипсоида на внешнюю точку, если он известен для внутренней точки.

3. Найдите потенциал тонкого эллипсоидального слоя, заключенного между двумя подобными эллипсоидами, на внутреннюю точку.

Указание. Было доказано (§ 79), что равнодействующая притяжения равна нулю во всех внутренних точках, поэтому потенциал постоянен, и достаточно найти его значение для центра. Пусть полуоси двух поверхностей a, b, c и $(1+\mu)\cdot a, (1+\mu)\cdot b, (1+\mu)\cdot c$; тогда расстояние между поверхностями, измеряемое вдоль радиуса от центра, равно μr . Поэтому:

$$\begin{aligned} V &= \sigma \mu \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\rho^3 \cos \varphi \, d\varphi \, d\theta}{\rho} = \sigma \mu \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi \, d\varphi \, d\theta}{\frac{\cos^2 \varphi \cos^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \varphi \sin^2 \theta}{b^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2}} = \\ &= 2\pi \sigma \mu a b c \int_0^{\infty} \frac{ds}{V(a^2+s)(b^2+s)(c^2+s)}. \end{aligned}$$

4. Докажите, что в случае двух тонких софокусных слоев подобные элементы масс в точках, определяемых выражениями (47), пропорциональны произведению трех осей соответствующих эллипсоидов. Затем покажите, применяя задачу 3 и метод Айвори, что потенциал эллипсоидального слоя на внешнюю точку равен:

$$\begin{aligned} V' &= 2\pi \sigma \mu a b c \int_0^{\infty} \frac{ds'}{V(a'^2+s')(b'^2+s')(c'^2+s')} = \\ &= 2\pi \sigma \mu a b c \int_x^{\infty} \frac{ds}{V(a^2+s)(b^2+s)(c^2+s)}. \end{aligned}$$

5. Докажите, что уровенные поверхности тонких однородных эллипсоидов являются совокупными эллипсоидами. Каковы силовые линии, ортогональные к этим поверхностям?

6. Исследуйте уровенные поверхности, лежащие всецело вне однородных слоистых эллипсоидов.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Притяжения тел были впервые исследованы Ньютоном. Его результаты даны в «Началах», книга 1, отд. XII и XIII, и выведены синтетическим процессом, сходным с употребленным в первой части этой главы. Проблема притяжения эллипсоидов была предметом многих мемуаров, и случай однородных эллипсоидов был вполне разрешен в начале XIX в. Среди работ, имеющих значение, мы находим работы Стирлинга (Stirling). 1735, *Phil. Trans.*; Эйлера, СПб. 735; Лагранжа, 1773 и 1775 «Собр. соч.», т. III, стр. 619; Лапласа, 1782, *Mém. Cél.*, т. II; Айвори, 1809—1828, *Phil. Trans.*; Лежандра, 1811, *Mém. de l'Inst. de France*, т. XI; Гаусса, «Собр. соч.» т. V; Родригеса (Rodriguez), 816, «Corres. sur l'Ecole Polyt.», т. III; Пуассона (Poisson). 1829, «Conn. des Temps»; Грина (Green), 1835, *Math. Papers*, т. XIII; Шалля (Chasles), 1837—1846, *Journ. l'Ecole Polyt.* и *Mém. des Savants Etrangers*, т. IX; Маккулага (Mac Cullagh), 1847, *Dublin Proc.*, т. III; Лежён-Дирихле (Lejeune-Dirichlet). *Journal de Liouville*, т. IX, и *Crelle*, т. XXXII.

Более ранние работы посвящены преимущественно притяжениям однородных эллипсоидов вращения на точки, находящиеся в особых положениях, как, например, на оси. Лагранж дал общее решение для притяжений однородных эллипсоидов вообще на внутренние точки Айвори и Маклорен (с обобщениями Лапласа) распространить решение на внешние точки. Теорема Айвори была чрезвычайно интересным образом расширена Дарбу (Darboux) в примечании XVI ко второму тому «Механики» Депперу (Despeyroux). В *Mémoires de Savants*

Etrangers, т. IX. Шаль дал синтетическое доказательство теорем, касающихся притяжений однородных эллипсоидов, а Лежен-Даришле в одном рассмотрении соединил изящным способом случай внутренней и внешней точек, употребляя разрывный множитель (*Liouville's Journal*, т. IV).

Лаплас доказал, что потенциал для внешней точки удовлетворяет дифференциальному уравнению с частными производными:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0,$$

и определил V по условию, что оно должно быть функцией, удовлетворяющей этому уравнению. Это прием большой общности и сравнительно простой за исключением некоторых случаев. Он сделался исходной точкой большинства исследований последней части прошлого столетия, особенно для случаев неоднородных притягивающих тел. В 1828 г. в статье об электричестве и магнетизме Грин ввел для V термин *потенциальная функция* и рассмотрел многие ее математические свойства. Примерно до 1846 г. мемуары Грина оставались почти неизвестными, и в течение этого времени многие его теоремы были снова открыты Шалем, Гауссом, Штурмом (Sturm) и Томсоном (Thomson); одна из теорем Грина нашла чрезвычайно полезное применение в теории функций, когда число независимых переменных равно двум.

Пуассон показал, что потенциальная функция для внутренней точки удовлетворяет дифференциальному уравнению с частными производными:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi a.$$

Среди книг, трактующих вопрос о притяжении и потенциале, можно упомянуть «*Natural Philosophy*», ч. II, Томсона и Тэта (Thomson and Tait), «*Potential*» Пуанкаре, «*Potential*» Неймана (Neumann); «*Analytical Statics*» Рауса (Routh) и «*Mécanique Céleste*», т. II, Тиссерана. Последний из упомянутых авторов развивает наиболее полно астрономические применения, куда и отсылаем читателя.

Притяжение сфероидов и эллипсоидов имело основное значение при рассмотрении возможных фигур равновесия вращающихся жидкостей. Причина, конечно, та, что условия для равновесия включают составляющие притяжения. В 1742 г. Маклорен доказал, что при медленном вращении фигурой равновесия является сжатый сфероид, эксцентриситет которого есть функция скорости вращения и плотности жидкости. На самом деле имеется две таких фигуры: для медленного вращения одна почти сферическая, а другая сильно сжатая. При более быстром вращении фигуры приближаются к одинаковой форме; для известной большей скорости вращения они совпадают, и для еще более быстрого вращения сфероид невозможен как фигура равновесия. В 1834 г. Якоби (Jacobi) доказал, что когда скорость вращения не слишком велика, то эллипсоид с тремя неравными осями, который является фигурой равновесия, совпадает при известной скорости вращения с одним из сфероидов Маклорена, который близок к шару. Подробности об этом см. у Тиссерана «*Mécanique Céleste*», т. II. В мемуаре («*Acta Mathematica*», т. VI) Пуанкаре доказал, что существует бесконечно много других фигур равновесия, которые для известных значений скорости вращения совпадают с соответствующим эллипсоидом Якоби, как последний при известной скорости вращения совпадает со сфероидом Маклорена. Наименее удлиненная из этих фигур, шире на одном конце, чем на другом, называется апиоидом, т. е. грушевидной фигурой. Позднейшие вычисления Дж. Дарвина (*Philosophical Transactions*, т. 198) показали, что она столь удлинена, что скорее похожа на огурец.

[Отметим еще значительные работы А. Ляпунова, опубликованные в «Известиях С.-Петербургской академии наук». Часть мемуаров Ляпунова переиздана Академией наук СССР. *Прим. ред.*]

ГЛАВА V

ЗАДАЧА О ДВУХ ТЕЛАХ

83. Уравнения движения. В этой главе мы будем предполагать, что притягивающие тела имеют шарообразную форму и состоят из однородных концентрических сферических слоев. Тогда согласно результатам, полученным в § 69, они притягивают друг друга с силой, пропорциональной произведению их масс и обратно пропорциональной квадрату расстояния между их центрами.

Пусть m_1 и m_2 обозначают массы двух тел и $m_1 + m_2 = M$. Выберем произвольную систему прямоугольных координат в пространстве с неизмененными направлениями осей, и обозначим координаты m_1 и m_2 относительно этой системы через ξ_1, η_1, ζ_1 и ξ_2, η_2, ζ_2 . Обозначим далее расстояние между m_1 и m_2 через r ; тогда из законов движения и закона тяготения следует, что дифференциальные уравнения, которым удовлетворяют координаты тел m_1 и m_2 , имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} m_1 \frac{d^2 \xi_1}{dt^2} &= -k^2 m_1 m_2 \frac{(\xi_1 - \xi_2)}{r^3}, & m_2 \frac{d^2 \xi_2}{dt^2} &= -k^2 m_2 m_1 \frac{(\xi_2 - \xi_1)}{r^3}, \\ m_1 \frac{d^2 \eta_1}{dt^2} &= -k^2 m_1 m_2 \frac{(\eta_1 - \eta_2)}{r^3}, & m_2 \frac{d^2 \eta_2}{dt^2} &= -k^2 m_2 m_1 \frac{(\eta_2 - \eta_1)}{r^3}, \\ m_1 \frac{d^2 \zeta_1}{dt^2} &= -k^2 m_1 m_2 \frac{(\zeta_1 - \zeta_2)}{r^3}, & m_2 \frac{d^2 \zeta_2}{dt^2} &= -k^2 m_2 m_1 \frac{(\zeta_2 - \zeta_1)}{r^3}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Чтобы решить эти шесть совместных уравнений второго порядка, надо найти двенадцать первых интегралов. При интегрировании войдет двенадцать произвольных постоянных, которые могут быть определены в каждом данном случае по трем начальным координатам и по трем составляющим начальной скорости каждого из тел.

84. Движение центра массы. Складывая первое и четвертое, второе и пятое, третье и шестое уравнения системы (1), находим:

$$m_1 \frac{d^2 \xi_1}{dt^2} + m_2 \frac{d^2 \xi_2}{dt^2} = 0,$$

$$m_1 \frac{d^2 \eta_1}{dt^2} + m_2 \frac{d^2 \eta_2}{dt^2} = 0,$$

$$m_1 \frac{d^2 \zeta_1}{dt^2} + m_2 \frac{d^2 \zeta_2}{dt^2} = 0.$$

Эти уравнения немедленно интегрируются и дают:

$$\left. \begin{aligned} m_1 \frac{d\dot{\zeta}_1}{dt} + m_2 \frac{d\dot{\zeta}_2}{dt} &= \alpha_1, \\ m_1 \frac{d\dot{\eta}_1}{dt} + m_2 \frac{d\dot{\eta}_2}{dt} &= \beta_1, \\ m_1 \frac{d\dot{\zeta}_1}{dt} + m_2 \frac{d\dot{\zeta}_2}{dt} &= \gamma_1. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Интегрируя снова, мы получим:

$$\left. \begin{aligned} m_1 \dot{\zeta}_1 + m_2 \dot{\zeta}_2 &= \alpha_1 t + \alpha_2, \\ m_1 \dot{\eta}_1 + m_2 \dot{\eta}_2 &= \beta_1 t + \beta_2, \\ m_1 \dot{\zeta}_1 + m_2 \dot{\zeta}_2 &= \gamma_1 t + \gamma_2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Равенства (2) и (3) дают шесть из двенадцати первых интегралов, причем произвольные постоянные интегрирования суть $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \gamma_1, \gamma_2$.

Пусть ξ, η и ζ — координаты центра массы системы; тогда из § 19 и формул (3) мы находим:

$$\left. \begin{aligned} M \dot{\xi} &= m_1 \dot{\zeta}_1 + m_2 \dot{\zeta}_2 = \alpha_1 t + \alpha_2, \\ M \dot{\eta} &= m_1 \dot{\eta}_1 + m_2 \dot{\eta}_2 = \beta_1 t + \beta_2, \\ M \dot{\zeta} &= m_1 \dot{\zeta}_1 + m_2 \dot{\zeta}_2 = \gamma_1 t + \gamma_2. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Из этих уравнений видно, что координаты центра массы изменяются прямо пропорционально времени, и поэтому центр массы движется равномерно и прямолинейно. Дифференцируя формулы (4), возводя полученные производные в квадрат и складывая, находим:

$$M^2 \left\{ \left(\frac{d}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right\} = \alpha_1^2 + \beta_1^2 + \gamma_1^2,$$

откуда

$$V = \frac{\sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2 + \gamma_1^2}}{M},$$

где $\bar{V}$ представляет скорость, с которой движется центр массы. Поэтому скорость $\bar{V}$ постоянна. Исключая t из (4), находим уравнения:

$$\frac{M\dot{\xi} - \alpha_2}{\alpha_1} = \frac{M\dot{\eta} - \beta_2}{\beta_1} = \frac{M\dot{\zeta} - \gamma_2}{\gamma_1}.$$

Координаты центра массы удовлетворяют этим соотношениям, являющимся симметричными уравнениями прямой линии в пространстве; поэтому центр массы движется по прямой линии с постоянной скоростью.

85. Уравнения относительного движения. Возьмем новую систему осей, параллельных старым, но с началом в центре массы двух тел. Пусть координаты m_1 и m_2 относительно этой новой системы будут соответственно x_1, y_1, z_1 и x_2, y_2, z_2 . Они связаны со старыми координатами уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \xi_1 - \hat{\xi}, & x_2 &= \hat{\xi}_2 - \hat{\xi}, \\ y_1 &= \eta_1 - \hat{\eta}, & y_2 &= \hat{\eta}_2 - \hat{\eta}, \\ z_1 &= \zeta_1 - \hat{\zeta}, & z_2 &= \hat{\zeta}_2 - \hat{\zeta}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Определяя из этих соотношений $\hat{\xi}_1, \hat{\eta}_1, \hat{\zeta}_1$ и $\hat{\xi}_2, \hat{\eta}_2, \hat{\zeta}_2$ и подставляя их в уравнения (1), мы получим уравнения движения в новых координатах в виде:

$$\left. \begin{aligned} m_1 \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= -k^2 m_1 m_2 \frac{(x_1 - x_2)}{r^3}, & m_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= -k^2 m_2 m_1 \frac{(x_2 - x_1)}{r^3}, \\ m_1 \frac{d^2 y_1}{dt^2} &= -k^2 m_1 m_2 \frac{(y_1 - y_2)}{r^3}, & m_2 \frac{d^2 y_2}{dt^2} &= -k^2 m_2 m_1 \frac{(y_2 - y_1)}{r^3}, \\ m_1 \frac{d^2 z_1}{dt^2} &= -k^2 m_1 m_2 \frac{(z_1 - z_2)}{r^3}, & m_2 \frac{d^2 z_2}{dt^2} &= -k^2 m_2 m_1 \frac{(z_2 - z_1)}{r^3}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

которые имеют ту же форму, как уравнения абсолютного движения.

Координаты центра массы даются формулами (4); поэтому, если $x_1, y_1, \dots, z_2$ определены и известны постоянные $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \gamma_1$ и γ_2 , то можно найти абсолютные положения тел m_1 и m_2 в пространстве. Но так как нет способа определения этих постоянных, то можно решить лишь задачу об относительном движении, выражаемом уравнениями (6).

Вследствие того, что новое начало находится в центре массы, новые координаты связаны уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} m_1 x_1 + m_2 x_2 &= 0, \\ m_1 y_1 + m_2 y_2 &= 0, \\ m_1 z_1 + m_2 z_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Поэтому, когда известны координаты одного тела по отношению к центру массы обоих, то координаты второго тела можно получить из уравнений (7).

Уравнения (7) могут быть использованы для исключения x_2, y_2 и z_2 из первых трех уравнений (6) и x_1, y_1 и z_1 из последних трех. Результаты исключения таковы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= -k^2 M \frac{x_1}{r^3}, \\ \frac{d^2 y_1}{dt^2} &= -k^2 M \frac{y_1}{r^3}, \\ \frac{d^2 z_1}{dt^2} &= -k^2 M \frac{z_1}{r^3}, \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= -k^2 M \frac{x_2}{r^3}, \\ \frac{d^2 y_2}{dt^2} &= -k^2 M \frac{y_2}{r^3}, \\ \frac{d^2 z_2}{dt^2} &= -k^2 M \frac{z_2}{r^3}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

В первых трех уравнениях r , которое входит в правые части, должно быть выражено через x_1, y_1 и z_1 , а во вторых трех — через x_2, y_2 и z_2 . Из уравнений (7) следует, что

$$\frac{M}{m_2} \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2} = \frac{M}{m_2} r_1 = \frac{M}{m_1} r_2 = r.$$

Теперь три первых уравнения (8) не зависят от x_2, y_2, z_2 , а три последние не зависят от x_1, y_1, z_1 . Но обычно на практике требуется определить движение одного тела по отношению к другому. Пусть x, y и z обозначают координаты m_2 по отношению к m_1 , тогда:

$$x = x_2 - x_1, \quad y = y_2 - y_1, \quad z = z_2 - z_1.$$

Чтобы получить уравнения относительного движения тела m_2 , вычтем первое, второе и третье уравнения (8) из четвертого, пятого и шестого.

Так как $r = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, то мы получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -k^2 M \frac{x}{r^3}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -k^2 M \frac{y}{r^3}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -k^2 M \frac{z}{r^3}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Система (9) шестого порядка, и мы получили ее из первоначальной системы двенадцатого порядка при помощи шести первых интегралов (2) и (3). При интегрировании системы (9) войдут еще шесть новых постоянных, которые определяются начальными значениями координат и составляющих скорости тела m_2 относительно m_1 .

86. Интегралы площадей. Умножим первое уравнение (9) на $-y$, а второе на $+x$ и сложим; имеем:

$$\begin{aligned} x \frac{d^2y}{dt^2} - y \frac{d^2x}{dt^2} &= 0, \\ y \frac{d^2z}{dt^2} - z \frac{d^2y}{dt^2} &= 0, \\ z \frac{d^2x}{dt^2} - x \frac{d^2z}{dt^2} &= 0. \end{aligned}$$

Два последних уравнения получены аналогичным образом. Интегрируя эти уравнения, найдем:

$$\left. \begin{aligned} x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} &= a_1, \\ y \frac{dz}{dt} - z \frac{dy}{dt} &= a_2, \\ z \frac{dx}{dt} - x \frac{dz}{dt} &= a_3. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Из § 16 следует, что a_1, a_2, a_3 суть проекции удвоенной секториальной скорости тела m_2 на плоскости xu, uz и zx . Умножая уравнения (10) соответственно на z, x и y и складывая, находим:

$$a_1 z + a_2 x + a_3 y = 0. \quad (11)$$

Это есть уравнение плоскости, проходящей через начало координат, и способ его получения показывает, что координаты m_2 всегда удовлетворяют этому уравнению, поэтому движение одного тела по отношению к другому происходит в плоскости, проходящей через центр другого тела.

Постоянные a_1, a_2 и a_3 определяют положение плоскости орбиты по отношению к осям координат. В полярных координатах уравнение (11) принимает вид:

$$a_1 \sin \varphi + a_2 \cos \varphi \cos \theta + a_3 \cos \varphi \sin \theta = 0. \quad (12)$$

Пусть плоскость xu и плоскость орбиты пересекаются по линии L (рис. 25). Предположим, что перпендикуляр OL проходит через точку, в которой тело m_1 переходит с отрицательной стороны плоскости xu на положительную.

Пусть δ обозначает угол между положительным концом оси x и линией OL , считаемый в положительном направлении от Ox . Этот угол может иметь любое значение от 0° до 360° . Пусть i обозначает наклон между двумя плоскостями, считаемый в направлении положительного вращения вокруг OL . Угол i может иметь любое значение от 0° до 180° . Он меньше или больше 90° в зависимости от того, будет ли a_1 положительно или отрицательно. Тогда, если $\varphi = 0$, то значение для θ есть δ или $\delta + \pi$. Когда $\theta = \delta + \frac{1}{2}\pi$, то значение для φ равно i или $\pi - i$ в зависимости от того, будет ли i меньше или больше, чем 90° . В этих случаях уравнение (12) принимает соответственно вид:

$$\left. \begin{aligned} a_2 \cos \delta + a_3 \sin \delta &= 0, \\ a_1 \sin i - a_2 \cos i \sin \delta \pm a_3 \cos i \cos \delta &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где у второго уравнения надо брать верхние знаки, если i меньше 90° , и нижние, если оно больше 90° .

Так как проекции секториальной скорости на три основные плоскости суть величины постоянные (а именно $\frac{1}{2}a_1, \frac{1}{2}a_2$ и $\frac{1}{2}a_3$), то сектори-

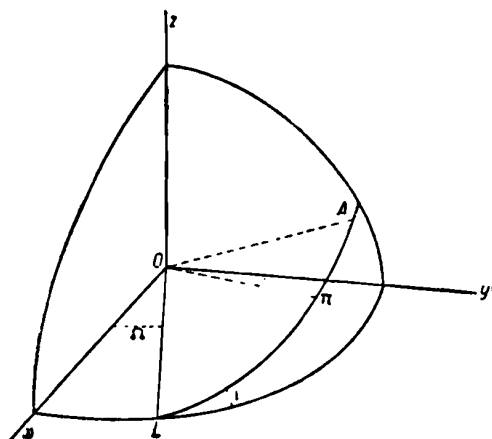


Рис. 25.

альная скорость в плоскости орбиты также постоянна. Обозначим эту постоянную через $\frac{1}{2} c_1$; тогда:

$$c_1 = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2}, \quad (14)$$

где перед корнем взят положительный знак. Решая (13) и (14) относительно a_1 , a_2 и a_3 , находим, что

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= +c_1 \cos i, \\ a_2 &= \pm c_1 \sin i \sin \varnothing, \\ a_3 &= \mp c_1 \sin i \cos \varnothing, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где в последних двух уравнениях надо брать верхние или нижние знаки в зависимости от того, будет ли i больше или меньше, чем 90° , т. е. в зависимости от того, будет ли a_1 положительно или отрицательно. При этом условии уравнения (15) однозначно определяют i и $\varnothing$, которые в свою очередь однозначно определяют положение плоскости орбиты.

87. Плоская задача. Так как орбита лежит в некоторой плоскости, определяемой начальными условиями задачи, то система координат может быть выбрана таким образом, чтобы оси x и y лежали в этой плоскости. Обозначая координаты, как и прежде, через x и y , получаем следующие дифференциальные уравнения движения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -k^2 M \frac{x}{r^3}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -k^2 M \frac{y}{r^3}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Теперь при помощи интегралов (10) задача понижена до четвертого порядка вместо шестого, как это имело место в уравнениях (9). Так как положение плоскости определяется двумя элементами $\varnothing$ и i или отношениями a_1 , a_2 и a_3 в уравнении (11), то это понижение затрагивает лишь две произвольные постоянные. Система (16) может быть решена, если выводить дифференциальное уравнение орбиты, как в § 54 и интегрировать — как в § 62, причем последний интеграл выводится из интеграла площадей, но предпочтительнее получить результаты непосредственно тем методом, которым обычно пользуются в небесной механике.

Уравнения (16) дают:

$$x \frac{d^2y}{dt^2} - y \frac{d^2x}{dt^2} = 0,$$

откуда интегрированием получаем:

$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = c_1,$$

что в полярных координатах принимает вид:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = c_1. \quad (17)$$

Пусть A представляет площадь, описанную радиусом вектором r , тогда

$$2 \frac{dA}{dt} = r^2 \frac{d\theta}{dt} = c_1,$$

откуда

$$2A = c_1 t + c_2, \quad (18)$$

из чего следует, что площади, описанные радиусом-вектором, пропорциональны времени, в течение которого они описаны.

Помножим теперь уравнения (16) соответственно на $2 \frac{dx}{dt}$ и $2 \frac{dy}{dt}$ и сложим.

Мы имеем:

$$2 \frac{d^2x}{dt^2} \frac{dx}{dt} + 2 \frac{d^2y}{dt^2} \frac{dy}{dt} = -2 \frac{k^2 M}{r^3} \left(x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt} \right) = -\frac{2 k^2 M}{r^2} \frac{dr}{dt}.$$

Интегрируя последнее уравнение, находим:

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 = \frac{2 k^2 M}{r} + c_3. \quad (19)$$

Это уравнение, содержащее лишь квадрат скорости и расстояния, есть не что иное, как интеграл *живых сил* (§ 52). Преобразовывая левую часть (19) к полярным координатам, мы напишем это уравнение в виде:

$$\left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \frac{2 k^2 M}{r} + c_3.$$

Но

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt}$$

и предыдущее уравнение принимает вид:

$$\left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \left\{ \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2 + r^2 \right\} = \frac{2 k^2 M}{r} + c_3.$$

Исключая $\frac{d\theta}{dt}$ при помощи (17), мы получим из последнего уравнения:

$$d\theta = \frac{c_1 dr}{r \sqrt{-c_1^2 + 2k^2 M r + c_3 r^2}},$$

то может быть написано в виде:

$$d\theta = \frac{-d \left(\frac{c_1}{r} \right)}{\sqrt{c_3 + \frac{k^4 v^2}{c_1^2} - \left(\frac{k^2 M}{c_1} - \frac{c_1}{r} \right)^2}}. \quad (20)$$

Определим B^2 и u при помощи формул:

$$c_3 + \frac{k^4 M^2}{c_1^2} = B^2,$$

$$\frac{k^2 M}{c_1} - \frac{c_1}{r} = -u,$$

причем для действительной орбиты B^2 должно быть положительным; тогда (20) принимает вид:

$$d\theta = \frac{-du}{\sqrt{B^2 - u^2}}.$$

Интегрируя это уравнение, мы получим:

$$\theta = \arccos \frac{u}{B} + c_4.$$

Возвращаясь от u , B и c_4 к r и прежним постоянным, находим:

$$r = \frac{c_1}{\frac{k^2 M}{c_1} - \sqrt{c_3 + \frac{k^4 M^2}{c_1^2} \cos(\theta - c_4)}}, \quad (21)$$

что является полярным уравнением конического сечения относительно одного из его фокусов.

88. Выражение элементов орбиты через постоянные интегрирования. Узел и наклонность выражены через постоянные интегрирования уравнениями (15).

Обычное уравнение конического сечения относительно правого фокуса таково:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos(\theta - \omega)},$$

где p — параметр, e — эксцентриситет и ω — угол между полярной осью и большой осью конического сечения.

Сравнивая это уравнение с (21), находим:

$$p = \frac{c_1^2}{k^2 M}, \quad e^2 = 1 + \frac{c^2 c_3}{k^4 M^2}.$$

$$\omega = c_4 - \pi, \quad c_1 = k \sqrt{Mp}, \quad c_3 = -\frac{k^2(1-e^2)}{p} M. \quad (22)$$

Если $e^2 < 1$, то орбита — эллипс и $p = a(1 - e^2)$, где a является большой полуосью; если $e = 1$, то орбита — парабола и $p = 2q$, где q — расстояние фокуса от вершины параболы, и если $e^2 > 1$, то орбита — гиперболы и $p = a(e^2 - 1)$.

Пусть A_0 обозначает площадь, описанную в то время, когда тело проходит через перигелий¹⁾; в таком случае время прохождения через перигелий находим из уравнения (18):

$$T = \frac{2A_0 - c_2}{c_1}. \quad (23)$$

Это завершает определение элементов по постоянным интегрирования. Последние определяются через начальные координаты и составляющие начальной скорости при помощи формул (10), (17), (18), (19) и (21).

89. Свойства движения. Предположим, что орбита — эллипс. Тогда если значения постоянных интегрирования, данные в (22), подставить в (17) и (19), то эти уравнения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} r^2 \frac{d\theta}{dt} &= k \sqrt{Ma(1-e^2)}, \\ \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 &= V^2 = k^2 M \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right), \end{aligned} \right\}$$

где V есть скорость в орбите на расстоянии r от начала.

Если орбита — окружность, то $r = a$ и

$$V_c^2 = \frac{k^2 M}{r}.$$

Если орбита — парабола, то $a = \infty$ и

$$V_p^2 = \frac{2k^2 M}{r}.$$

Поэтому на данном расстоянии от начала отношение скоростей в параболической и круговой орбите равно:

$$V_p : V_c = \sqrt{2} : 1. \quad (25)$$

Таким образом кометы, двигаясь вокруг Солнца, пересекают орбиты планет со скоростями примерно в 1,414 раза больше тех, с которыми движутся соответствующие планеты.

Скорость, которую приобретает тело, падая с расстояния s до расстояния r по направлению к центру силы $k^2 M$, дается уравнением (см. § 35):

$$V^2 = 2k^2 M \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{s} \right).$$

Если s определено условием, что V равно скорости в орбите, то после приравнивания правой части этого выражения к правой части второго уравнения (24) находим, что $s = 2a$ и

$$V^2 = 2k^2 M \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{2a} \right). \quad (26)$$

¹⁾ Если m_2 обозначает какое-либо тело, а m_1 — Солнце, то ближайшую апсиду мы будем называть точкой перигелия. Вообще эта точка называется перицентром.

Поэтому *скорость тела, движущегося по эллипсу, в каждой точке равна той, которую оно приобрело бы, падая от периферии окружности с центром в начале и радиусом, равным большой оси конического сечения, до эллипса.*

Скорость в точке P в эллипсе равна той скорости, которую оно приобрело бы, падая от P' до P (рис. 26).

Уравнение (26) дает интересное заключение о возможном движении m_2 лишь на основании одного этого уравнения, без использования подробных свойств движения по коническому сечению. Так как левая часть по необходимости положительна (или нуль), то r может принять лишь такие значения, при которых правая часть будет положительна (или нуль). Следовательно, $r \leq 2a$ во всем движении, каково бы оно ни было. Этот результат очевиден в этом простом случае, где все обстоятельства движения вполне известны, но аналогичные рассуждения в «Задаче трех тел» (глава VII) дают некоторые ценные указания, которые не получаются иным путем.

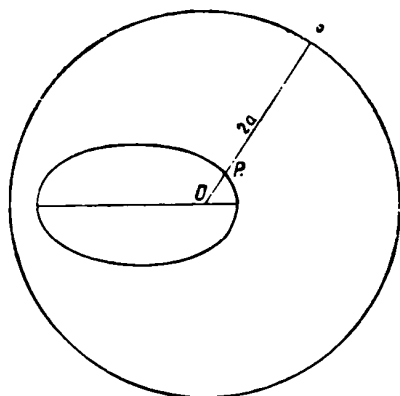


Рис. 26.

Рассмотрим второе уравнение (24) и предположим, что тело выбрасывается из точки, расположенной на расстоянии r от тела m_1 . Тогда непосредственно следует, что *большая ось конического сечения зависит от первоначального расстояния от начала и от начальной скорости, но не от направления, по которому выброшено тело.* Если $V^2 < \frac{2k^2 M}{r} = U^2$,

где U — скорость, которую приобретает тело m_2 , падая из бесконечности, то a положительно и орбита есть эллипс; если $V^2 = U^2$, то a бесконечно и орбита — парабола; если $V^2 > U^2$, то a отрицательно и орбита — гипербола.

Пусть t_1 и t_2 — два момента времени, а A_1 и A_2 — соответствующие значения площади, описанной радиусом-вектором. Тогда уравнение (18) дает:

$$2(A_2 - A_1) = (t_2 - t_1) c_1.$$

Пусть $t_2 - t_1 = P$ — период обращения, тогда $2(A_2 - A_1)$ равняется двойной площади эллипса $2\pi ab$. Подставляя еще вместо c_1 его значение (22), получим:

$$P = \frac{2\pi a^{\frac{3}{2}}}{k \sqrt{M}}. \quad (27)$$

Из этого уравнения следует, что *период зависит только от большой оси, или на основании (26) период зависит лишь от начального расстояния от начала и от начальной скорости, а не от направления движения.*

Большая полуось называется *средним расстоянием*¹⁾, хотя надо заметить, что она не является *средним* из всех расстояний, когда за независимую переменную берется время.

Три орбиты, изображенные на рис. 27, имеют одну и ту же длину большой оси и, следовательно, описываются в равные времена. Начальная скорость также одинакова во всех трех случаях; различия в формах и положениях происходят от различных направлений начальной скорости.

Рассмотрим две системы m_1, m_2 и m_1, m_3 и возьмем отношение их периодов, тогда найдем, что

$$\frac{P_{1,2}^3}{P_{3,1}^3} = \frac{a_{1,2}^3}{a_{3,1}^3} \cdot \frac{M_{3,1}}{M_{1,2}}.$$

Если две системы состоят из Солнца и соответственно двух планет, тогда $M_{1,2}$ и $M_{3,1}$ почти равны, так как массы планет чрезвычайно малы по сравнению с Солнцем. Поэтому приближенно это уравнение можно написать в следующем виде:

$$\frac{P_{1,2}^3}{P_{3,1}^3} = \frac{a_{1,2}^3}{a_{3,1}^3},$$

т. е. *квадраты времен обращения планет пропорциональны кубам их средних расстояний*. Это третий закон Кеплера.

Надо заметить, что когда брали отношение периодов, предполагалось, что k имеет одинаковое значение для разных планет, т. е. что ускорение, сообщаемое Солнцем обеим планетам, одно и то же на единице расстояния. С другой стороны, из последнего уравнения, установленного Кеплером из непосредственных наблюдений, следует, что k имеет одинаковое значение для разных планет. Это означает, что сила притяжения между Солнцем и несколькими планетами пропорциональна соответствующим массам, измеряемым их инерцией. Этот результат непосредственно не очевиден, потому что можно предполагать, что сила тяготения зависит от химического состава или физического состояния тела, подобно тому как химическое сродство, магнетизм и все другие известные силы зависят от одной или обеих этих причин. На самом деле замечательно, что сила тяготения пропорциональна инерции и не зависит ни от чего другого.

90. Выбор единиц и определение постоянной k . Если выбраны единицы времени, массы и расстояния, то можно определить k из уравнения (27). Очевидно, что все они могут быть взяты произвольно, но удобнее употреблять такие единицы, которые чаще всего встречаются в астрономических проблемах. Возьмем за единицу времени средние солнечные сутки, за единицу массы — массу Солнца и за единицу расстояния — большую полуось земной орбиты. Значение k_1 , вычисленное с помощью этих единиц, называется гауссовой постоянной, так как оно было таким путем определено Гауссом в «Theoria Motus», § 1.

¹⁾ Среднее расстояние равно среднему арифметическому из перигелийного и афелийного расстояний. *Прим. ред.*

Пусть m_1 обозначает массу Солнца и m_2 общую массу Земли и Луны, тогда из наблюдения найдено, что в этих единицах:

$$\left. \begin{aligned} m_2 &= \frac{m_1}{354710} = \frac{1}{354710}, \\ P &= 365,2563835. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Подставляя эти числа в (27), находим:

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{2\pi}{P\sqrt{1+m_1}} = 0,01720209895, \\ \lg k &= 8,2355814414 - 10. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Так как m_1 очень мало, то k почти равно $\frac{2\pi}{P}$ и потому почти равняется среднему суточному движению Земли в орбите, близкому к $1/60$. Среднее суточное движение планеты, масса которой равна m_i , есть $\frac{2\pi}{P_i}$ и обычно обозначается через n_i . Из уравнения (27) находим:

$$n_i = \frac{k\sqrt{1+m_i}}{a_i^{\frac{3}{2}}}. \quad (30)$$

Период обращения Земли вокруг Солнца и ее среднее расстояние не были известны с совершенной точностью во время Гаусса, они неизвестны и теперь, и ясно, что значение k меняется с разными определениями этих значений. Если бы астрономы строго придерживались определений вышеприведенных единиц, то было бы необходимо всякий раз, как делается поправка в значениях постоянных, перевычислять те таблицы, которые зависят от k . Этих неудобств избегли, сохраняя числовое значение k таким, как его определил Гаусс, и выбирая единицу расстояния так, чтобы уравнение (27) было всегда выполнено¹⁾.

Если среднее расстояние между двумя телами взято за единицу расстояния, а сумма их масс — за единицу массы и если единица времени взята так, чтобы k равнялось единице, тогда единицы образуют так называемую *каноническую систему*. Так как в этой системе $M=1$ и $k^2=1$ и из уравнения (30) $n=1$, то уравнения несколько упрощаются и более удобны в чисто теоретических исследованиях.

ЗАДАЧИ

1. Найдите дифференциальные уравнения для задачи относительного движения двух тел в полярных координатах.

$$\text{Омс. } \frac{d^2 r}{dt^2} = r \frac{d\theta^2}{dt^2} - \frac{k^2 M}{r^2}, \quad \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = 0.$$

2. Проинтегрируйте уравнения задачи 1 и объясните геометрическое значение постоянных интегрирования.

¹⁾ Поэтому согласно Ньюкомбу полуось земной орбиты принимается равной 1,00000023. *Прим. ред.*

3. Земля движется по своей орбите, которую можно принять за окружность со скоростью 30 км/сек. Предположим, что метеоры приближаются к Солнцу по параболам; между какими пределами будет заключаться их относительная скорость, когда они влетают в земную атмосферу?

Отв. 12,4 и 72,4 км/сек. Метеоры 14 ноября встречают Землю и имеют относительную скорость, близкую к верхнему пределу; метеоры 27 ноября догоняют Землю и имеют относительную скорость, близкую к нижнему пределу.

4. Найдите среднее значение по времени радиуса-вектора эллипса в функциях a и e .

$$\text{Отв. Среднее } r = \frac{\int r dt}{\int dt} = a \left(1 + \frac{e^2}{2} \right).$$

5. Найдите среднее значение радиуса-вектора эллипса, беря за независимую переменную угол θ .

$$\text{Отв. Среднее } r = \frac{\int r d\theta}{\int d\theta} = \frac{2\pi a \sqrt{1-e^2}}{2\pi} = b.$$

6. Докажите, что количество тепла, полученного от Солнца планетами на единицу площади, в среднем обратно пропорционально произведению большой и малой осей их орбит. Как зависит общее количество тепла, полученного в течение обращения планеты, от эксцентриситета орбиты при заданном значении большой оси?

7. Пусть материальные точки выбрасываются из данной точки с данной скоростью, но в различных направлениях. Найдите геометрическое место: а) точек перигелиев, б) афелиев, в) центров эллипсов, г) концов малых осей.

8. Найдите геометрическое место тех же точек, как и в задаче 7, и выразите координаты этих точек через начальные значения координат и составляющих скорости, если материальные точки выбрасываются из данной точки в данном направлении, но с разными скоростями.

9. Предположим, что комета, двигающаяся по параболической орбите с перигелийным расстоянием q , сталкивается и соединяется с равной массой, которая до столкновения находилась в покое. Найдите эксцентриситет и перигелийное расстояние орбиты соединенной массы.

10. Предположим, что масса Юпитера, выраженная в долях массы Солнца, равна $1/1047$ и что его среднее расстояние от Солнца равно 777 800 000 км (среднее расстояние Земли от Солнца равно 149 500 000 км). Найдите период обращения Юпитера вокруг Солнца и размер орбиты, которую описывает Солнце по отношению к общему центру тяжести.

91. Определение положения тела, двигающегося по параболической орбите. Мы нашли кривые, по которым движутся тела, теперь остается показать, как найти их положения в орбитах в любую данную эпоху.

Рассмотрим сначала случай параболической орбиты как наиболее простой и для определенности предположим, что берется движение кометы по отношению к Солнцу. Так как массы комет можно пренебречь, то $M=1$ и уравнение (17) принимает вид:

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = k \sqrt{p} = k \sqrt{2q}. \quad (31)$$

Если полярный угол в орбите отсчитывается от вершины параболы, то он обозначается через v и называется *истинной аномалией*.

Тогда

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{dv}{dt}, \quad r = \frac{p}{1 + \cos v} = q \sec^2 \frac{v}{2}.$$

Отсюда уравнение (31) дает:

$$\frac{\sqrt{2k}}{q^{\frac{3}{2}}} dt = \sec^4 \frac{v}{2} dv = \left(\sec^2 \frac{v}{2} + \sec^2 \frac{v}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{v}{2} \right) dv.$$

Интегрируя это соотношение, получим:

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{v}{2} = \frac{k(t-T)}{\sqrt{2} q^{\frac{3}{2}}}, \quad (32)$$

где T — время прохождения через перигелий. Это уравнение третьей степени относительно $\operatorname{tg} \frac{v}{2}$. Переносим правую часть влево, видим, что для $t - T > 0$ левая часть отрицательна, если $v = 0$, и что она непрерывно увеличивается вместе с v до бесконечности при $v = 180^\circ$. Поэтому существует лишь одно действительное решение (32) для $\operatorname{tg} \frac{v}{2}$, и оно положительно. Подобным же образом мы видим, что для $t - T < 0$ имеется одно действительное отрицательное решение.

Уравнение (32) может быть написано в виде:

$$25 \operatorname{tg}^3 \frac{v}{2} + 75 \operatorname{tg} \frac{v}{2} = \frac{75k(t-T)}{\sqrt{2} q^{\frac{3}{2}}} = K \frac{(t-T)}{q^{\frac{3}{2}}}.$$

Существуют таблицы, дающие значение правой части этого уравнения для различных значений v . Если $t - T$ дано, то v находится из этих таблиц интерполированием; обратно, если дано v , из этих таблиц может быть найдено $t - T$. Эти таблицы носят название таблиц Баркера и даны в теоретической астрономии Уотсона (Watson) и в «Bahnbestimmung» Оппольцера (Oppolzer)¹⁾.

Решение кубического уравнения (32) можно найти и без таблиц непосредственным путем. Для этого положим:

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = 2 \operatorname{ctg} 2w = \operatorname{ctg} w - \operatorname{tg} w,$$

откуда

$$\operatorname{tg}^3 \frac{v}{2} = -3 \operatorname{tg} \frac{v}{2} + \operatorname{ctg}^3 w - \operatorname{tg}^3 w.$$

¹⁾ Эти таблицы имеются также в «Теоретической астрономии» А. Я. Орлова (Одесса 1920) и у Bauschinger, Tafeln zur theoretischen Astronomie, Leipzig 1901. Прим. ред.

Эта подстановка приводит уравнение (32) к виду:

$$\operatorname{ctg}^3 w - \operatorname{tg}^3 w = \frac{3k(t-T)}{\sqrt{2}q^{\frac{3}{2}}}.$$

Пусть

$$\operatorname{ctg} w = \sqrt[3]{\operatorname{ctg} \frac{s}{2}},$$

откуда

$$\operatorname{ctg} s = \frac{3k(t-T)}{2^{\frac{3}{2}}q^{\frac{3}{2}}},$$

и для вычисления $\operatorname{tg} \frac{v}{2}$ мы будем иметь следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{ctg} s &= \frac{3k(t-T)}{(2q)^{\frac{3}{2}}}, \\ \operatorname{ctg} w &= \sqrt[3]{\operatorname{ctg} \frac{s}{2}}, \\ \operatorname{tg} \frac{v}{2} &= 2 \operatorname{ctg} 2w. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

После того как v найдено, r определяется из полярного уравнения параболы:

$$r = \frac{P}{1 + \cos v} = q \sec^2 \frac{v}{2}.$$

92. Уравнение, связывающее два радиуса и хорду. Уравнение Эйлера. Рассмотрим положения кометы в моменты t_1 и t_2 . Обозначим соответствующие радиусы через r_1 и r_2 , а хорду, соединяющую их концы, — через s . Пусть соответствующие истинные аномалии равны v_1 и v_2 . Тогда уравнение (32) дает:

$$\begin{aligned} \frac{k(t_1-T)}{\sqrt{2}q^{\frac{3}{2}}} &= \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{v_1}{2}, \\ \frac{k(t_2-T)}{\sqrt{2}q^{\frac{3}{2}}} &= \operatorname{tg} \frac{v_2}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{v_2}{2}. \end{aligned}$$

Вычитая из второго уравнения первое, имеем:

$$\frac{k(t_2-t_1)}{\sqrt{2}q^{\frac{3}{2}}} = \operatorname{tg} \frac{v_2}{2} - \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} + \frac{1}{3} (\operatorname{tg}^3 \frac{v_2}{2} - \operatorname{tg}^3 \frac{v_1}{2})$$

или

$$\frac{3k(t_2-t_1)}{\sqrt{2}q^{\frac{3}{2}}} = \left(\operatorname{tg} \frac{v_2}{2} - \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} \right) \left[3 \left(1 + \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} \operatorname{tg} \frac{v_2}{2} \right) + \left(\operatorname{tg} \frac{v_2}{2} - \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} \right)^2 \right] \quad (34)$$

Хорда s определяется формулой:

$$s^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(v_2 - v_1) = (r_1 + r_2)^2 - 4r_1 r_2 \cos^2\left(\frac{v_2 - v_1}{2}\right),$$

откуда находим:

$$2\sqrt{r_1 r_2} \cos\left(\frac{v_2 - v_1}{2}\right) = \pm \sqrt{(r_1 + r_2 + s)(r_1 + r_2 - s)}. \quad (35)$$

Если $v_2 - v_1 < \pi$, то перед радикалом нужно взять знак +; если $v_2 - v_1 > \pi$, то знак -. Из полярного уравнения параболы следует, что

$$r_1 = q \sec^2 \frac{v_1}{2}, \quad r_2 = q \sec^2 \frac{v_2}{2}.$$

Подставляя эти выражения r_1 и r_2 в (35), получим:

$$1 + \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} \operatorname{tg} \frac{v_2}{2} = \pm \frac{\sqrt{(r_1 + r_2 + s)(r_1 + r_2 - s)}}{2q}. \quad (36)$$

Из выражений для r_1 и r_2 следует также, что

$$r_1 + r_2 = q \left(2 + \operatorname{tg}^2 \frac{v_1}{2} + \operatorname{tg}^2 \frac{v_2}{2} \right).$$

Последние два уравнения дают:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2q} [(r_1 + r_2 + s) + (r_1 + r_2 - s) \mp 2\sqrt{(r_1 + r_2 + s)(r_1 + r_2 - s)}] = \\ = \left(\operatorname{tg} \frac{v_2}{2} - \operatorname{tg} \frac{v_1}{2} \right)^2, \end{aligned}$$

откуда

$$\frac{\sqrt{r_1 + r_2 + s} \mp \sqrt{r_1 + r_2 - s}}{\sqrt{2q}} = \operatorname{tg} \frac{v_2}{2} - \operatorname{tg} \frac{v_1}{2}. \quad (37)$$

Ввиду формул (36) и (37) уравнение (34) принимает вид:

$$6k(t_2 - t_1) = (r_1 + r_2 + s)^{\frac{3}{2}} \mp (r_1 + r_2 - s)^{\frac{3}{2}}. \quad (38)$$

Это уравнение замечательно тем, что оно не содержит q . Оно было открыто Эйлером и носит его имя. В некоторых методах определения элементов параболической орбиты из геоцентрических наблюдений оно имеет первостепенное значение.

Ламберт получил соответствующее уравнение для эллиптических орбит. Правая часть этого уравнения разлагается в ряд по степени $\frac{1}{a}$, причем первый член совпадает с правой частью уравнения Эйлера.

93. Определение положения тела, движущегося по эллиптической орбите. Интеграл площадей и интеграл живых сил соответственно дают:

$$r^2 \frac{dv}{dt} = k \sqrt{(1+m)a(1-e^2)},$$

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{dv}{dt}\right)^2 = k^2 (1+m) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right).$$

Исключая $\frac{dv}{dt}$ из второго из этих уравнений при помощи первого, получаем:

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{k^2(1+m)a(1-e^2)}{r^2} = k^2(1+m) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \quad (39)$$

Пусть n есть среднее угловое движение тела по его орбите, тогда

$$n = \frac{2\pi}{P} = \frac{k \sqrt{1+m}}{a^{\frac{3}{2}}}.$$

Вводя n в (39) и разделяя переменные, находим:

$$n dt = \frac{r}{a} \frac{dr}{\sqrt{a^2 e^2 - (a-r)^2}}. \quad (40)$$

Для интегрирования уравнения (40) введем вспомогательный угол E , определяемый уравнением:

$$a - r = ae \cos E, \text{ откуда } r = a(1 - e \cos E). \quad (41)$$

Этот угол E называется эксцентрической аномалией. Тогда (40) принимает вид:

$$n dt = (1 - e \cos E) dE,$$

интегрируя которое получим:

$$n(t - T) = E - e \sin E.$$

Величина $n(t - T)$ есть угол, который описывался бы радиусом-вектором, если бы он двигался равномерно со средней скоростью. Обычно этот угол обозначается M и называется *средней аномалией*. Поэтому

$$n(t - T) = M = E - e \sin E. \quad (42)$$

Если $(t - T)$ дано, то M может быть найдено сразу, после чего уравнение (42) должно быть решено относительно E . Тогда r и v могут быть найдены из уравнения (41) и из полярного уравнения эллипса. Уравнение (42) называется *уравнением Кеплера*. Оно трансцендентно относительно E , и его решение не может быть проведено в элементарных функциях. Так как очень желательно иметь наиболее простой и короткий метод решения, то астрономы посвятили этому уравнению много времени, вследствие чего было найдено несколько сот методов его решения

94. Геометрический вывод уравнения Кеплера. Построим эллипс, по которому движется тело, а также вспомогательную окружность AQB (рис. 28). Угол AFP равняется истинной аномалии φ , угол ACQ назовем эксцентрической аномалией E и покажем, что связь между M и E дается уравнением Кеплера.

Из закона площадей и свойств вспомогательной окружности следует что

$$\frac{M}{2\pi} = \frac{\text{площадь } AFP}{\text{площадь эллипса}} = \frac{\text{площадь } AFQ}{\text{площадь круга}}.$$

Площадь AFQ = площади ACQ — площадь

$FCQ = \frac{a^2 E}{2} - \frac{a}{2} ae \sin E$. Поэтому:

$$\frac{M}{2\pi} = \frac{a^2 (E - e \sin E)}{2\pi a^2},$$

откуда

$$M = E - e \sin E,$$

$$FP = r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \varphi} = \sqrt{PD^2 + FD^2} = a(1 - e \cos E),$$

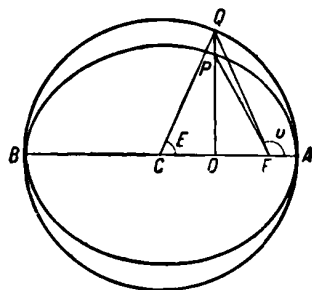


Рис. 28.

что есть определение эксцентрической аномалии, данной в (41).

95. Решение уравнения Кеплера. Покажем сперва, что для каждого значения M и для каждого e в пределах $0 \leq e < 1$ уравнение Кеплера всегда имеет одно и только действительное решение. Напишем уравнение в виде:

$$\varphi(E) = E - e \sin E - M = 0.$$

Предположим, что M имеет некоторое данное значение, заключающееся между $n\pi$ и $(n+1)\pi$, где n — любое целое число; тогда существует только одно действительное значение E , удовлетворяющее этому уравнению и также заключающееся между $n\pi$ и $(n+1)\pi$. Действительно, так как при $E = n\pi$ функция $\varphi(E)$ отрицательная:

$$\varphi(n\pi) = n\pi - M < 0,$$

а при $E = (n+1)\pi$ $\varphi(E)$ положительна:

$$\varphi[(n+1)\pi] = (n+1)\pi - M > 0,$$

то в промежутке между $n\pi$ и $(n+1)\pi$ уравнение $\varphi(E) = 0$ может иметь только нечетное число действительных решений. Но производная

$$\varphi'(E) = 1 - e \cos E$$

всегда положительна, поэтому $\varphi(E)$ постоянно возрастает вместе с E и лишь один раз принимает значение, равное нулю.

Удобный метод практического решения уравнения путем разложения в ряд был предложен Лагранжем. Предположим, что z определено как функция от w уравнением:

$$z = w + \alpha \varphi(z), \quad (43)$$

где α — параметр. Лагранж показал, что любая функция от z может быть разложена в следующий ряд по степеням α , который сходится для достаточно малых значений α ¹⁾:

$$F(z) = F(w) + \frac{\alpha}{1} \cdot \varphi(w) F'(w) + \frac{\alpha^2}{1 \cdot 2} \frac{d}{dw} [\{\varphi(w)\}^2 F'(w)] + \dots \\ \dots + \frac{\alpha^{n+1}}{(n+1)!} \frac{d^n}{dw^n} [\{\varphi(w)\}^{n+1} F'(w)] + \dots \quad (44)$$

Эта формула может быть применена к решению уравнения Кеплера:

$$E = M + e \sin E,$$

которое имеет ту же форму, как и уравнение (43). Разложение E по степеням e может быть получено из (44), полагая $F(z) = E$, $\varphi(z) = \sin E$, $w = M$ и $\alpha = e$.

В результате находим:

$$E = M + \frac{e}{1} \sin M + \frac{e^2}{1 \cdot 2} \sin 2M + \dots \quad (45)$$

Все члены правой части, кроме первого, выражены в радианах и должны быть приведены к градусам путем умножения каждого из них на число градусов в радиане. Высшие члены значительно сложнее, чем написанные, и их вычисление довольно утомительно. Но ввиду того, что орбиты планет и их спутников имеют очень малые эксцентриситеты, ряд (45) сходится быстро, и уже первые три члена его дают очень точное значение.

96. Дифференциальные поправки. Теперь рассмотрим метод, имеющий большое значение для многих астрономических задач. Предположим, что мы нашли приближенное значение E при помощи первых трех членов разложения (45).

Обозначим это приближенное значение через E_0 и постараемся найти более точное значение E .

Уравнение Кеплера дает:

$$M_0 = E_0 - e \sin E_0.$$

Для определенного значения M , а именно M_0 , соответствующее значение E , т. е. E_0 , известно. Требуется найти значение E , соответствующее значению M , очень мало отличающемуся от M_0 .

¹⁾ См. например, Э. Гурса, Курс математического анализа, т. I, ч. 2, стр. 86, ГГТИ 1933. *Прим. ред.*

Так как M есть функция от E , то мы можем написать:

$$M = M_0 + \Delta M_0 = f(E_0 + \Delta E_0).$$

Разлагая правую часть этого равенства в ряд Тейлора, получаем:

$$M = M_0 + \Delta M_0 = f(E_0) + f'(E_0) \Delta E_0 + \dots$$

По определению $M_0 = f(E_0)$, поэтому последнее уравнение принимает вид:

$$M - M_0 = f'(E_0) \Delta E_0 + \dots - (1 - e \cos E_0) \Delta E_0 + \dots \quad (46)$$

Так как ΔE_0 очень мало, то можно пренебречь его квадратами и высшими степенями¹⁾, и тогда уравнение (46) дает поправку, которую надо при-
дать к E , чтобы получить более точное значение E_0 .

$$\Delta E_0 = \frac{M - M_0}{1 - e \cos E_0}. \quad (47)$$

С более точным значением

$$E, E_1 = E_0 + \Delta E_0$$

вычисляем соответствующее значение M , которое обозначим через M_1 , и аналогичным образом определяем вторую поправку к E :

$$\Delta E_1 = \frac{M - M_1}{1 - e \cos E_1}.$$

Этот процесс может быть повторен до тех пор, пока не будет найдено сколь угодно точное значение E^2). В планетных орбитах два применения формул почти всегда дают довольно точные результаты, и обычно достаточно одной поправки.

97. Графическое решение уравнения Кеплера. Когда эксцентриситет больше 0,2, то вышеприведенный метод решения уравнения Кеплера труден из-за того, что первое приближение очень неточно. Эти большие эксцентриситеты встречаются в орбитах двойных звезд и комет и иногда достигают величины 0,9. В случае орбит двойных звезд обычно достаточно иметь решение с точностью до десятой доли градуса.

В этой работе большое практическое значение имеет удобный графический метод.

¹⁾ Если бы не пренебрегать более высокими членами ΔE_0 , то ΔE_0 могло бы быть выражено в виде ряда по степеням $M - M_0$, из которых первый член был бы правой частью уравнения (47).

²⁾ Для доказательства сходимости подобного, но несколько более сложного процесса см. Apple, Mécanique, т. I, стр. 391.

Рассмотрим уравнение Кеплера:

$$E - e \sin E - M = 0,$$

где дано M и требуется найти E . Возьмем прямоугольную систему осей и построим синусоиду и прямую линию (рис. 29), уравнения которых таковы:

$$y = \sin E,$$

$$y = \frac{1}{e} (E - M).$$

Абсцисса точки их пересечения дает значение E , удовлетворяющее уравнению, так как, исключая y , получаем кеплерово уравнение. Первая

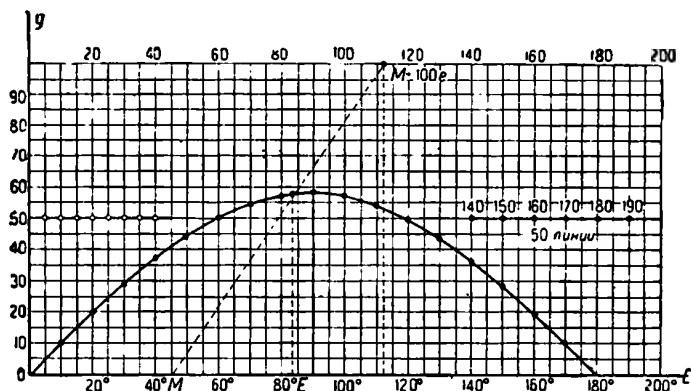


Рис. 29.

линия есть известная синусоида, которую можно построить раз навсегда; вторая линия — это прямая, образующая с осью E угол, тангенс которого равен $\frac{1}{e}$. Вместо проведения прямой линии можно положить линейку, образующую нужный наклон с осью. Чтобы облегчить определение положения, построим линию с отмеченными на ней градусами на высоте 100¹⁾, затем положим линейку так, чтобы она проходила через точку с данным M на оси, а наверху — через $M + 100e$, и она будет иметь нужный наклон.

Если M так близко к 180°, что край линейки уходит за пределы диаграммы, то верхняя часть ее может быть проложена через точку $M + 50e$ на линии 50. Когда M приближается к 180°, то средняя и эксцентрическая аномалии становятся почти равными, точно совпадая при $M = 180^\circ$.

¹⁾ Этот прием предложен С. А. Юнгом.

98. Перечисление формул. Теперь перечислим формулы для вычисления полярных координат, в данный момент времени, в том порядке, в котором они употребляются:

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{k \sqrt{1+m}}{a^2}, \\ M &= n(t-T), \\ E_0 &= M + e \sin M + \frac{e^2}{2} \sin 2M, \\ M_0 &= E_0 - e \sin E_0, \\ \Delta E &= \frac{M - M_0}{1 - e \cos E_0}, \\ E_1 &= E_0 + \Delta E_0 = E, \\ r &= a(1 - e \cos E) = \frac{a(1-e^2)}{1 + e \cos v}, \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} \cos v &= \frac{\cos E - e}{1 - e \cos E}, \\ \sin v &= \frac{\sqrt{1-e^2} \sin E}{1 - e \cos E}, \\ 1 + \cos v &= \frac{(1-e)(1 + \cos E)}{1 - e \cos E}, \\ 1 - \cos v &= \frac{(1+e)(1 - \cos E)}{1 - e \cos E}. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Деля последнюю из формул (49) на предпоследнюю и извлекая квадратный корень, получаем следующую формулу, удобную для вычисления v :

$$\sqrt{\frac{1 - \cos v}{1 + \cos v}} = \operatorname{tg} \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2}. \quad (50)$$

Если E найдено, то полярные координаты r и v получаются из формул (48) и (50).

99. Разложение E в ряд. При помощи выведенных формул мы можем вычислить полярные, а следовательно, и прямоугольные, координаты для любого момента времени. Но в некоторых случаях, как, например, в теории возмущений, необходимо иметь для полярных координат разложения в ряды по степеням эксцентриситета e . Эти ряды легко получить, если известно разложение E по степеням e .

В § 95 мы применили для разложения E метод Лагранжа, но нетрудно также получить то же самое разложение и непосредственно при помощи элементарных соображений. Действительно, рассмотрим опять уравнение Кеплера:

$$M = E - e \sin E. \quad (51)$$

Если $M = j\pi$, где $j = 0, 1, 2, \dots$, то при любом значении e это уравнение имеет единственное решение, также равное $j\pi$. Поэтому мы можем предполагать, что $M \neq j\pi$. Введем вместо E новую переменную u формулой:

$$E - M = u.$$

Тогда уравнение Кеплера принимает вид:

$$u = e \sin (M + u), \quad (52)$$

откуда можно определить u в функции M и e . Это значение u , удовлетворяющее уравнению (52), можно найти следующим образом. Напишем уравнение (52) в виде:

$$e = \frac{u}{\sin (M + u)}. \quad (53)$$

Так как по предположению $M \neq j\pi$, то правую часть этого равенства можно разложить в сходящийся ряд по степеням u , и мы получим:

$$e = e_1 u + e_2 u^2 + \dots,$$

где коэффициенты $e_1, e_2, \dots$ зависят от M . Свободный член ряда равен нулю, так как из уравнения (53) видно, что, при $u = 0$, e также должно быть нулем. Обращая полученный ряд¹⁾, мы получим u также в виде сходящегося ряда по степеням e вида:

$$u = u_1 e + u_2 e^2 + u_3 e^3 + \dots, \quad (54)$$

коэффициенты которого $u_1, u_2, u_3, \dots$ будут функциями от M .

Но разложение (54) проще получить, не прибегая к задаче об обращении рядов. Действительно, предполагая, что выражение (54) для u удовлетворяет уравнению (52), мы после подстановки (54) в (52) получим тождество относительно e :

$$\begin{aligned} u_1 e + u_2 e^2 + u_3 e^3 + \dots &\equiv e \sin M \cos u + e \cos M \sin u \equiv \\ &\equiv e \sin M \left[1 - \frac{(u_1 e + u_2 e^2 + \dots)^2}{2!} + \frac{(u_1 e + \dots)^4}{4!} - \dots \right] + \\ &+ e \cos M \left[(u_1 e + u_2 e^2 + \dots) - \frac{(u_1 e + \dots)^3}{3!} + \dots \right]. \end{aligned}$$

Приравнявая теперь коэффициенты при одинаковых степенях e в левой и правой частях этого тождества, мы получим без труда:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \sin M, \\ u_2 &= u_1 \cos M = \frac{1}{2} \sin 2M, \\ u_3 &= -\frac{1}{2} u_1^2 \sin M + u_2 \cos M = \frac{3}{8} \sin 3M - \frac{1}{8} \sin M \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

¹⁾ Об обращении рядов см., например, Э. Г у р с а, Курс математического анализа, т. I, ч. 2, стр. 87, ГТТИ, 1933. *Прим. ред.*

Нетрудно найти некоторые общие свойства решения, которое определяется формулой (55).

Из уравнения (53) видно, что u не изменяется, когда M увеличивается на $2j\pi$ (j — любое целое число), следовательно, u есть периодическая функция от M с периодом 2π , и коэффициенты u_j ряда (55) также должны быть периодическими функциями с тем же периодом. Далее, изменяя M и u на $-M$ и $-u$, мы опять не изменим уравнения (53), откуда следует, что u есть нечетная функция от M , и, следовательно, коэффициенты u_j ряда (55) суть однородные линейные функции от синусов кратных дуг M . Наконец, прибавляя π к M и изменяя знак у e , мы опять не изменим уравнения (53), откуда следует, что u_j с нечетными индексами содержит только синусы нечетных дуг, а u_j с четными индексами — только синусы четных дуг.

Кроме того, можно показать, что наибольшее кратное угла, входящее в u_j , есть jM , и мы можем написать для коэффициентов u_j следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} u_{2k} &= a^{(2k)} \sin 2M + \dots + a_{2k}^{(2k)} \sin 2kM, \\ u_{2k+1} &= a_1^{(2k+1)} \sin M + \dots + a_{2k+1}^{(2k+1)} \sin (2k+1)M, \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

где все коэффициенты при синусах суть постоянные числа, не зависящие от e .

Легко получить контрольные формулы для проверки вычислений этих постоянных. Так как $E = M + u$, то мы имеем:

$$\frac{\partial E}{\partial M} = 1 + \frac{\partial u}{\partial M} = 1 + \frac{\partial u_1}{\partial M} e + \frac{\partial u_2}{\partial M} e^2 + \dots + \frac{\partial u_j}{\partial M} e^j + \dots$$

С другой стороны, из уравнения Кеплера имеем:

$$\frac{\partial E}{\partial M} = \frac{1}{1 - e \cos E}.$$

Для $M=0$, E та же равно нулю, так что для этого значения M имеем:

$$\frac{\partial E}{\partial M} = \frac{1}{1-e} = 1 + e + e^2 + \dots + e^j + \dots$$

Сравнивая два выражения для $\frac{\partial E}{\partial M}$ при $M=0$, мы находим:

$$\left. \begin{aligned} 2a_2^{(2k)} + 4a_4^{(2k)} + \dots + 2ka_{2k}^{(2k)} &= 1, \\ a_1^{(2k+1)} + \dots + (2k+1)a_{2k+1}^{(2k+1)} &= 1, \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

что дает хороший контроль для вычислений. Точно так же из уравнения Кеплера мы имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial M^2} &= \frac{-e \sin E}{(1 - e \cos E)^2} \frac{\partial E}{\partial M} = \frac{-e \sin E}{(1 - e \cos E)^3}, \\ \frac{\partial^3 E}{\partial M^3} &= \frac{-e \cos E}{(1 - e \cos E)^4} + \frac{E e^2 \sin^2 E}{(1 - e \cos E)^5}. \end{aligned}$$

При $M=0$ первое из этих выражений обращается тождественно в нуль, а второе дает:

$$\frac{\partial^3 E}{\partial M^3} = \frac{-e}{(1-e)^4} = -\left[e + 4e^2 + \frac{4 \cdot 5}{1 \cdot 2} e^3 + \dots + \frac{4 \cdot 5 \dots (n+2)}{1 \cdot 2 \dots (n-1)} e^n + \dots \right].$$

Путем сравнения этой формулы с выражением для $\frac{\partial^3 E}{\partial M^3}$, полученным из $E = M + u$, находим:

$$\left. \begin{aligned} 2^3 a_2^{(2k)} + 4^3 a_4^{(2k)} + \dots + (2k)^3 a_{2k}^{(2k)} &= \frac{4 \cdot 5 \dots (2k+2)}{1 \cdot 2 \dots (2k-1)}, \\ 1^3 a_1^{(2k+1)} + 3^3 a_3^{(2k+1)} + \dots + (2k+1)^3 a_{2k+1}^{(2k+1)} &= \frac{4 \cdot 5 \dots (2k+3)}{1 \cdot 2 \dots 2k}. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Аналогичные формулы можно получить из рассмотрения всех нечетных производных от E по M .

Уравнения (57), (58) и им аналогичные линейны относительно коэффициентов $a_j^{(k)}$, и из них можно определить эти коэффициенты. Рассмотрим для примера случай, когда $k=0$. Тогда второе уравнение (57) дает $a_1^{(1)} = 1$, откуда $u_1 = \sin M$, что согласуется с ранее полученным результатом.

Пусть далее $k=1$. Тогда первое уравнение (57) дает $2a_2^{(2)} = 1$, откуда $u_2 = \frac{1}{2} \sin 2M$. Рассмотрим теперь вторые уравнения (57) и (58). При $k=1$ они имеют вид:

$$a_1^{(3)} + 3a_3^{(3)} = 1, \quad a_1^{(3)} + 27a_3^{(3)} = \frac{4 \cdot 5}{1 \cdot 2},$$

откуда $a_1^{(3)} = -\frac{1}{8}$, $a_3^{(3)} = +\frac{3}{8}$, что согласуется с результатами, приведенными в (53).

Выполнив разложение методом Лагранжа или только что объясненным, найдем, что значение E с членами до шестого порядка включительно таково:

$$\left. \begin{aligned} E = M + e \sin M + \frac{e^2}{2} \sin 2M + \frac{e^3}{3! \cdot 2^2} (3^3 \sin 3M - 3 \sin M) + \\ + \frac{e^4}{4! \cdot 2^3} (4^3 \sin 4M - 4 \cdot 2^3 \sin 2M) + \\ + \frac{e^5}{5! \cdot 2^4} (5^4 \sin 5M - 5 \cdot 3^4 \sin 3M + 10 \sin M) + \\ + \frac{e^6}{6! \cdot 2^5} (6^3 \sin 6M - 6 \cdot 4^3 \sin 4M + 15 \cdot 2^3 \sin 2M) + \\ + \dots \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

100. Разложение r и φ в ряды. Можно выразить r через e и M методом Лагранжа, полагая $F(z) = \cos E$ и используя последнее уравнение (48). Недостатком этого метода является его громоздкость¹⁾.

¹⁾ Метод, примененный в этом параграфе, предложен Мак-Милланом.

Из уравнения Кеплера следует, что

$$e \frac{\partial E}{\partial e} = \frac{e \sin E}{1 - e \cos E}, \quad dM = (1 - e \cos E) dE.$$

Поэтому:

$$e \frac{\partial E}{\partial e} dM = e \sin E dE.$$

Интегрируя это выражение, имеем:

$$e \int_0^M \frac{\partial E}{\partial e} dM = -e \cos E + c; \quad (60)$$

отсюда можно выразить $-e \cos E$ через M путем подстановки в левую часть развернутого выражения для E , представленного в (59). Выпишем первые члены получающегося ряда:

$$\begin{aligned} -e \cos E &= -c + e \int_0^M \left[\sin M + e \sin 2M + \frac{3}{8} e^2 (3 \sin 3M - \sin M) + \dots \right] dM = \\ &= -c - e \cos M - \frac{1}{2} e^2 \cos 2M - \frac{3}{8} e^3 (\cos 3M - \cos M) + \dots \end{aligned}$$

Последние уравнения (48) и (60) дают для r ряд:

$$\frac{r}{a} = 1 - e \cos E = 1 - c - e \cos M - \frac{1}{2} e^2 \cos 2M + \dots \quad (61)$$

Остается определить постоянную c . Так как r измеряется от фокуса эллипса, то при $M=0$, $r=a(1-e)$, откуда

$$1 - e = 1 - c - e - \frac{1}{2} e^2 + \dots + b_j e^j + \dots,$$

где b_j — коэффициент при e^j в ряде для $-\cos E$ при $M=0$. Две части этого уравнения должны быть равны между собой для всех значений e , для которых (61) сходится; поэтому c должно иметь формулу:

$$c = c_2 e^2 + c_3 e^3 + \dots,$$

где $c_2, c_3, \dots$ должны быть определены таким образом, чтобы правая часть не содержала членов с $e^2, e^3, \dots$, т. е. $-c_j + b_j = 0$, $j=2, 3, \dots$. Так как выражение $-e \cos E$ согласно уравнению (60) есть интеграл ряда синусов, то оно не содержит постоянных членов, поэтому b_j являются суммами коэффициентов ряда синусов. Теперь рассмотрим

$$\int_0^{2\pi} \frac{r}{a} dM = \int_0^{2\pi} \left[1 - c - e \cos M - \frac{e^2}{2} \cos 2M + \dots \right] dM.$$

В задаче 4 было показано, что значение этого интеграла есть $2\pi \left(1 + \frac{1}{2} e^2\right)$. Поэтому коэффициенты $e^2, e^4, \dots$ не содержат постоянных членов, и точное значение c равно $-\frac{1}{2} e^2$.

Ряд для $\frac{r}{a}$ до шестой степени e таков:

$$\left. \begin{aligned} \frac{r}{a} = & 1 - e \cos M - \frac{e^2}{2} (\cos 2M - 1) - \frac{e^3}{2! 2^2} (3 \cos 3M - 3 \cos M) - \\ & - \frac{e^4}{3! 2^3} (4^2 \cos 4M - 4 \cdot 2^2 \cos 2M) - \\ & - \frac{e^5}{4! 2^4} (5^3 \cos 5M - 5 \cdot 3^2 \cos 3M + 10 \cos M) - \\ & - \frac{e^6}{5! 2^5} (6^4 \cos 6M - 6 \cdot 4^3 \cos 4M + 15 \cdot 2^4 \cos 2M) - \\ & - \dots \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Теперь рассмотрим вычисление ряда для v . Из первых двух уравнений (49) находим:

$$dv = \frac{\sqrt{1-e^2}}{(1-e \cos E)^2} dM,$$

что вследствие уравнения Кеплера принимает вид:

$$dv = \sqrt{1-e^2} \left(\frac{dE}{dM} \right)^2 dM. \quad (63)$$

Величина $\frac{dE}{dM}$ находится сразу из (59). Возводя (59) в квадрат, разлагая $\sqrt{1-e^2}$ в ряд по степени e^2 и интегрируя, получим:

$$\left. \begin{aligned} v = & M + 2e \sin M + \frac{5}{4} e^2 \sin 2M + \frac{e^3}{12} (13 \sin 3M - 3 \sin M) + \\ & + \frac{e^4}{96} (103 \sin 4M - 44 \sin 2M) + \\ & + \frac{e^5}{960} (1097 \sin 5M - 645 \sin 3M + 50 \sin M) + \\ & + \frac{e^6}{960} (1223 \sin 6M - 902 \sin 4M + 85 \sin 2M) + \\ & + \dots \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

Если e мало, как в планетных орбитах, то эти ряды очень быстро сходятся; если e превышает 0,6627..., то они расходятся для некоторых значений M , как это впервые показал Лаплас. Это значение e превышает в солнечной системе лишь в случае орбит некоторых комет, но подобные разложения не употребляются при вычислении возмущений комет

101. Прямое вычисление полярных координат¹⁾. Отмечено, что нахождение координат для любого момента в случае эллиптического движения требует много труда. Возникает вопрос, не зависит ли это отчасти от того, что конечный результат получается путем определения E как промежуточной функции из уравнения Кеплера. Возникает также вопрос, нельзя ли находить координаты прямо из дифференциальных уравнений. Покажем, что ответ на последний вопрос положителен.

Уравнения (16) в полярных координатах принимают вид:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 + \frac{k^2 (1+m)}{r^2} = 0, \quad \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{dv}{dt} \right) = 0.$$

Интегрируя второе из этих уравнений и исключая $\frac{dv}{dt}$ из первого при помощи этого интеграла, получаем:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - \frac{h^2}{r^3} + \frac{k^2 (1+m)}{r^2} = 0, \quad r^2 \frac{dv}{dt} = h = k \sqrt{(1+m) a (1-e^2)}.$$

Исключая $k^2 (1+m)$ при помощи первого уравнения (48) и переходя от независимой переменной t к M при помощи второго уравнения (48), мы напомним эти уравнения в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 r}{dM^2} - \frac{a^4 (1-e^2)}{r^3} + \frac{a^3}{r^2} &= 0, \\ \frac{dv}{dM} &= \frac{a^2 \sqrt{1-e^2}}{r^2}. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Первое уравнение (65) не зависит от второго и может быть интегрировано отдельно. Оно удовлетворяется при $r=a$ и $e=0$, в этом случае орбита есть окружность. Чтобы получить эллиптическую орбиту, положим:

$$r = a(1 - \rho e), \quad (66)$$

где ρe есть отклонение от окружности. Когда планета находится в перигелии, $r=a(1-e)$. Поэтому для $M=0$, $\rho=1$. Когда планета в афелии $r=a(1+e)$. Поэтому $\rho=-1$ для $M=\pi$, и ρ изменяется между -1 и $+1$. Так как $\frac{dr}{dM}$ есть нуль для M , равного 0 и π , то $\frac{d\rho}{dM}$ также есть нуль для M , равного 0 и π .

Подставив (66) в (65), мы переписем эти уравнения в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \rho}{dM^2} + \frac{\rho - e}{(1 - \rho^2)^3} &= 0, \\ \frac{dv}{dM} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{(1 - \rho e)^2} &= 0. \end{aligned}$$

¹⁾ Этот метод был впервые опубликован автором в *Astronomical Journal*, т. 25, 1907.

Так как e меньше единицы и ρ изменяется от -1 до $+1$, то вторые члены этих уравнений могут быть разложены в сходящиеся ряды по степеням e , и мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\rho}{dM^2} + \rho &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (i+1) [i - (i+2)\rho^2] \rho^{i-1} e^i, \\ \frac{dv}{dM} &= \sqrt{1-e^2} \sum_{i=0}^{\infty} (i+1) \rho^i e^i. \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

Мы видели, что r , а поэтому также и ρ разлагаются в ряд по степеням e . Это вытекает также из формы первого уравнения (67) и общих принципов дифференциальных уравнений. Отсюда ρ может быть написано в виде:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 e + \rho_2 e^2 + \dots, \quad (68)$$

где $\rho_0, \rho_1, \rho_2, \dots$ суть функции от M , которые остается определить. Так как ρ периодически с периодом 2π для всех значений e , меньших единицы, то каждое ρ_j в отдельности есть сумма тригонометрических членов. Так как движение симметрично по отношению к большой оси орбиты и так как $M=0$, когда планета находится в перигелии, то ρ есть четная функция от M . Это верно для всех значений e , для которых ряд сходится, и поэтому каждое ρ_j представится в виде суммы косинусов.

Изменение в знаке e равносильно перенесению начала в другой фокус эллипса. Поэтому, если изменить знак e и прибавить к M число π , то значение ρ не изменится, а из уравнения (66) следует, что знак ρ изменится на обратный. Так как это верно для всех значений e , для которых ряд сходится, то

$$\rho_j(M) e^j = -\rho_j(M + \pi) (-e)^j.$$

Поэтому, если j четное, то ρ_j представится в виде суммы косинусов нечетных кратных дуг M , а если j нечетное, то ρ_j будет суммой косинусов четных кратных дуг M . Обращаясь к уравнениям (68) и (66), видим, что это такое же свойство, как установленное в 100.

Из свойств ρ_j и из второго уравнения (67) можно легко доказать, что v выражается в форме ряда:

$$v = v_0 + v_1 e + v_2 e^2 + \dots, \quad (69)$$

где каждое v_j ($j > 1$) есть сумма синусов целых кратных дуг от M . Более подробные рассуждения показывают, что если j четное, то v_j есть сумма синусов четных кратных дуг от M , а если j нечетное, то v_j есть сумма синусов нечетных кратных дуг от M .

Для определения коэффициентов ρ_j подставим (68) в первое уравнение (67), что дает:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d^2\rho_0}{dM^2} + \frac{d^2\rho_1}{dM^2} e + \frac{d^2\rho_2}{dM^2} e^2 + \dots \right] + [\rho_0 + \rho_1 e + \rho_2 e^2 + \dots] &= \\ = [1 - 3\rho_0^2] e + [3\rho_0 - 6\rho_0\rho_1 - 6\rho_0^2] e^2 + \dots \end{aligned}$$

Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях e в левой и правой частях этого равенства, находим:

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } \frac{d^2 \rho_0}{dM^2} + \rho_0 &= 0, \\ \text{b) } \frac{d^2 \rho_1}{dM^2} + \rho_1 &= 1 - 3\rho^2, \\ \text{c) } \frac{d^2 \rho_2}{dM^2} + \rho_2 &= 3\rho_0(1 - 2\rho_1 - 2\rho_0^2), \\ &\dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

Уравнения (70) могут быть интегрированы в том порядке, как они написаны. Каждый раз появляются две постоянные интегрирования, и они определяются так, чтобы $\rho = 1$ и $\frac{d\rho}{dM} = 0$ для $M = 0$, каково бы ни было значение e . Из (68) следует, что эти условия дают:

$$\begin{aligned} \rho(0) &= \rho_0(0) + \rho_1(0)e + \rho_2(0)e^2 + \dots = 1, \\ \frac{d\rho}{dM} &= \frac{d\rho_0}{dM} + \frac{d\rho_1}{dM}e + \frac{d\rho_2}{dM}e^2 + \dots = 0, \end{aligned}$$

где в выражениях производных нужно положить M равным нулю. Так как эти уравнения справедливы для всех значений e , то мы должны иметь:

$$\left. \begin{aligned} \rho_0(0) &= 1, \quad \rho_1(0) = 0, \quad \rho_2(0) = 0, \dots \\ \frac{d\rho_0}{dM} &= 0, \quad \frac{d\rho_1}{dM} = 0, \quad \frac{d\rho_2}{dM} = 0, \dots \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Общее решение уравнения «а» из (70) имеет вид (§ 32):

$$\rho_0 = a_0 \cos M + b_0 \sin M,$$

где a_0 и b_0 — постоянные интегрирования. Из (71) следует, что $a_0 = 1$, $b_0 = 0$, и поэтому:

$$\rho_0 = \cos M.$$

Тот факт, что b_0 равно нулю, также следует из общего свойства, что ρ_j содержит одни лишь косинусы.

Подставляя значение ρ_0 в правую часть уравнения «b» из (70), мы получим:

$$\frac{d^2 \rho_1}{dM^2} + \rho_1 = -\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \cos 2M.$$

Это уравнение может быть решено методом вариации произвольных постоянных (37). Но так как часть решения, которая происходит от правой части этого уравнения, содержит члены той же формы, как и правая часть, то проще искать решение в виде:

$$\rho_1 = a_1 \cos M + b_1 \sin M + c_1 + d_1 \cos 2M.$$

Подставляя это выражение для ρ_1 в дифференциальное уравнение и определяя c_1 и d_1 так, чтобы оно было удовлетворено, мы найдем:

$$\rho_1 = a_1 \cos M + b_1 \sin M - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2M,$$

что является общим решением, так как оно удовлетворяет дифференциальному уравнению и имеет две произвольных постоянных a_1 и b_1 . Определяя a_1 и b_1 при помощи (71), мы получим для ρ_1 выражение вида:

$$\rho_1 = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2M.$$

С найденными значениями ρ_0 и ρ_1 уравнение «с» из (70) принимает вид:

$$\frac{d^2 \rho_2}{dM^2} + \rho_2 = -3 \cos 3M,$$

общее решение которого таково:

$$\rho_2 = a_2 \cos M + b_2 \sin M + \frac{3}{8} \cos 3M.$$

Определяя a_2 и b_2 при помощи (71), мы получим окончательное выражение для ρ_2 в виде:

$$\rho_2 = \frac{3}{8} (-\cos M + \cos 3M).$$

Этот процесс интегрирования может быть продолжен сколь угодно далеко. Подставляя найденные выражения для ρ_j в (66), мы получим:

$$\begin{aligned} \frac{r}{a} &= 1 - \rho e = 1 - (\rho_0 + \rho_1 e + \rho_2 e^2 + \dots) e = \\ &= 1 - e \cos M - \frac{1}{2} e^2 (\cos 2M - 1) - \frac{3}{8} e^3 (\cos 3M - \cos M) + \dots, \end{aligned}$$

что согласуется с результатами, полученными в (62).

Подставляя затем найденные значения для $\rho_0, \rho_1, \dots$ во второе уравнение (67), мы будем иметь:

$$\frac{dv}{dM} = 1 + 2e \cos M + \frac{5}{2} e^2 \cos 2M + \dots,$$

откуда интегрированием найдем:

$$v = c + M + 2e \sin M + \frac{5}{4} e^2 \sin 2M + \dots$$

Так как $v=0$, когда $M=0$, то произвольная постоянная равна нулю и результат согласуется с полученным в (64).

Возможно, что изложенный здесь метод не превосходит в этой специальной задаче метод, зависящий от решения уравнения Кеплера. Но если условия задачи немного изменены, например присоединением членов

которые происходят от сжатия планеты, когда тело движется в плоскости экватора планеты [уравнения (30) главы IV], то уравнение Кеплера больше неприменимо, и метод, зависящий от него, непригоден, в то время как метод, рассматриваемый здесь, может быть применен без всякого изменения, кроме числовых значений коэффициентов, зависящих от членов, прибавленных к дифференциальным уравнениям. Но присоединенные члены в дифференциальных уравнениях меняют период движения, если, конечно, оно остается периодичным, и, чтобы явно показать периодичность, необходимы некоторые изменения в методах определения постоянных интегрирования. Этот метод интегрирования при помощи рядов типичен для теории возмущений и более трудных отделов небесной механики, и поэтому с ним надо основательно познакомиться.

102. **Определение положения тела, движущегося по гиперболической орбите.** Между этой задачей и задачей нахождения тела в эллиптической орбите существует тесная аналогия. Однако из полярного уравнения гиперболы:

$$r = \frac{a(\epsilon^2 - 1)}{1 + \epsilon \cos v},$$

где a есть большая полуось и ϵ — эксцентриситет, следует, что в этом случае v может изменяться лишь от $-\pi + \arccos\left(\frac{1}{\epsilon}\right)$ до $+\pi - \arccos\left(\frac{1}{\epsilon}\right)$.

Интегралы площадей и живой силы в случае гиперболических орбит определяются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} r^2 \frac{dv}{dt} &= k \sqrt{(1+m)a(\epsilon^2 - 1)}, \\ \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{dv}{dt}\right)^2 &= k^2(1+m) \left(\frac{2}{r} + \frac{1}{a}\right). \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Исключая v из второго из этих уравнений при помощи первого и разделяя переменные, находим:

$$a v dt = \frac{r dr}{\sqrt{(a+r)^2 - a^2 \epsilon^2}};$$

где

$$v = \frac{k \sqrt{1+m}}{a^{\frac{3}{2}}}.$$

Это уравнение может быть непосредственно проинтегрировано при помощи гиперболических функций, но предпочтительнее ввести сначала вспомогательную величину F , соответствующую эксцентрической аномалии в эллиптических орбитах. Пусть¹⁾

$$a + r = \frac{a\epsilon}{2} (e^F + e^{-F}) = a\epsilon \operatorname{ch} F, \quad (73)$$

тогда

$$v dt = \left\{ -1 + \frac{\epsilon}{2} (e^F + e^{-F}) \right\} dF = [-1 + \epsilon \operatorname{ch} F] dF.$$

¹⁾ В этом параграфе e обозначает основание натуральных логарифмов. *Прим. ред.*

Интегрируя это уравнение, получим:

$$M = \gamma(t - T) = -F + \frac{\epsilon}{2} (e^F - e^{-F}) = -F + \epsilon \operatorname{sh} F, \quad (74)$$

что дает t , когда известно F . Обратная задача найти F , когда дано $\gamma(t - T)$, труднее.

Вообще быстрее всего было бы найти приближенное значение F путем графического процесса, а затем более точное значение при помощи дифференциальных поправок.

Значение F , удовлетворяющее (74), есть абсцисса точки пересечения прямой линии:

$$y = \frac{1}{\epsilon} (F + M)$$

и гиперболической синусоиды

$$y = \frac{e^F - e^{-F}}{2} = \operatorname{sh} F.$$

Дифференциальные поправки могут быть вычислены методом, аналогичным примененному в случае эллиптических орбит.

Из (73) и полярного уравнения гиперболы следует, что

$$r = \frac{a(\epsilon^2 - 1)}{1 + \epsilon \cos \vartheta} = a[-1 + \epsilon \operatorname{ch} F],$$

из этого уравнения:

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{\epsilon + 1}{\epsilon - 1}} \frac{\sqrt{-1 + \frac{1}{2}(e^F + e^{-F})}}{\sqrt{+1 + \frac{1}{2}(e^F + e^{-F})}} = \sqrt{\frac{\epsilon + 1}{\epsilon - 1}} \operatorname{th} \frac{F}{2},$$

что является удобной формулой для вычисления ϑ , когда найдено F .

103. Определение положения тела, движущегося по эллиптической или гиперболической орбите, когда e почти равно единице. Аналитические решения, приведенные выше, зависят от разложения по степеням e .

Если e велико, как в случае некоторых орбит периодических комет, то ряды делаются или расходящимися или сходящимися настолько медленно, что эти методы становятся непригодными. Однако графический процесс обходит эту трудность.

Чтобы получить удобное для употребления аналитическое решение, применим для эллиптических орбит разложение по степеням $\frac{1-e}{1+e}$. Исходное положение берется из уравнения площадей и полярного уравнения орбиты, принимаемой за эллипс.

Пусть

$$w = \operatorname{tg} \frac{v}{2}, \quad \lambda = \frac{1-e}{1+e},$$

тогда уравнение площадей принимает вид:

$$\frac{n \sqrt{1+e}}{2(1-e)^{\frac{3}{2}}} dt = \frac{(1+w^2)}{(1+\lambda w^2)^2} dw.$$

При малом λ правая часть этого уравнения может быть разложена в быстро сходящийся ряд по степеням λ для всех значений v , не слишком близких к 180° .

Так как периодические кометы невидимы вблизи афелия, то редко требуется решение в этой области. Разлагая правую часть и интегрируя, находим следующий результат:

$$\begin{aligned} \frac{n(1+e)^{\frac{3}{2}}}{2(1-e)^{\frac{3}{2}}}(t-T) = w + \frac{w^3}{3} - 2\lambda \left(\frac{w^3}{3} + \frac{w^5}{5} \right) + \\ + 3\lambda^2 \left(\frac{w^5}{5} + \frac{w^7}{7} \right) - 4\lambda^3 \left(\frac{w^7}{7} + \frac{w^9}{9} \right) + \dots \end{aligned} \quad (75)$$

Когда орбита — парабола, то $e=1$ и $\lambda=0$, и это уравнение приводится к (32), которое кубично относительно w . Так как перигелийное расстояние в эллипсе есть $q=a(1-e)$ и $n=\frac{k}{a^{\frac{3}{2}}}$, то следует, что

$$\frac{n \sqrt{1+e}}{2(1-e)^{\frac{3}{2}}} = \frac{k \sqrt{1+e}}{2q^{\frac{3}{2}}}.$$

Желательно найти значение w для любого значения t . Если эксцентриситет равен единице, то вместо (75) мы имеем:

$$\frac{k(1+e)^{\frac{1}{2}}}{2q^{\frac{3}{2}}}(t-T) = W + \frac{1}{3}W^3, \quad (76)$$

где W есть тангенс половины истинной аномалии в параболической орбите. Из этого уравнения W может быть определено при помощи таблиц Баркера (Barker) или из уравнений (33).

Предположим, что W найдено, тогда w можно выразить в виде ряда по степеням λ , коэффициенты которого суть функции от W . Для этого примем разложение:

$$w = a_0 + a_1\lambda + a_2\lambda^2 + a_3\lambda^3 + \dots; \quad (77)$$

подставим его в правую часть уравнения (75), которое равно правой части уравнения (76). Результат подстановки таков:

$$\begin{aligned} W + \frac{W^3}{3} = & a_0 + \frac{a_0^3}{3} + \left[a_1 + a_0^2 a_1 - \frac{2}{3} a_0^3 - \frac{2}{5} a_0^5 \right] \lambda + \\ & + \left[a_2 + a_0^2 a_2 + a_0 a_1^2 - 2a_0^2 a_1 - 2a_0^4 a_1 + \frac{3}{5} a_0^5 + \frac{3}{7} a_0^7 \right] \lambda^2 + \\ & + \left[a_3 + a_0^3 a_3 + \frac{a_1^3}{3} - 2a_0^2 a_2 - 2a_0^4 a_2 - 2a_0 a_1^2 - \right. \\ & - 4a_0^3 a_1^2 + 3a_0^4 a_1 + 3a_0^6 a_1 - \frac{4}{7} a_0^7 - \frac{4}{9} a_0^9 \left. \right] \lambda^3 + \\ & + \dots \end{aligned}$$

Так как это уравнение тождественно относительно λ , то коэффициенты при соответствующих степенях λ равны. Отсюда:

$$\begin{aligned} a_0 + \frac{a_0^3}{3} &= W + \frac{W^3}{3}, & a_1 (1 + a_0^2) &= \frac{2}{3} a_0^3 + \frac{2}{5} a_0^5, \\ a_2 (1 + a_0^2) &= -a_0 a_1^2 + 2a_0^2 a_1 + 2a_0^4 a_1 - \frac{3}{5} a_0^5 - \frac{3}{7} a_0^7 \\ a_3 (1 + a_0^2) &= -\frac{a_1^3}{3} + 2a_0^2 a_2 + 2a_0^4 a_2 + 2a_0 a_1^2 + 4a_0^3 a_1^2 - \\ &\quad - 3a_0^4 a_1 - 3a_0^6 a_1 + \frac{4}{7} a_0^7 + \frac{4}{9} a_0^9, \\ &\dots \end{aligned}$$

Имеется три решения для a_0 , из которых лишь одно действительно. Беря действительный корень первого уравнения, находим, что

$$\begin{aligned} a_0 &= W, \\ a_1 &= \frac{\frac{2}{3} W^3 + \frac{2}{5} W^5}{1 + W^2}, \\ a_2 &= \frac{\frac{11}{15} W^5 + \frac{439}{315} W^7 + \frac{33}{35} W^9 + \frac{35}{175} W^{11}}{(1 + W^2)^2}, \\ a_3 &= \frac{\frac{292}{315} W^7 + \frac{7928}{2835} W^9 + \frac{10328}{2835} W^{11} + \frac{432}{175} W^{13} + \frac{6692}{7875} W^{15} + \frac{184}{1575} W^{17}}{(1 + W^2)^3}, \\ &\dots \end{aligned}$$

Подставив значение этих коэффициентов в уравнение (77), определим тангенс половины истинной аномалии. Первый член дает то, что получилось бы в параболической орбите, остальные члены исчезают при $e=1$. В ряде (64) первый член правой части является истинной аномалией для круговой орбиты, а высшие члены представляют поправки к движе-

нию по окружности. В ряде (77) первый член в правой части дает тангенс половины истинной аномалии для параболической орбиты, а высшие члены представляют поправки к параболическому движению.

Эти уравнения одинаково применимы к гиперболическим орбитам, в которых эксцентриситет близок к единице, если $1 - e$ и $1 + e$ повсюду заменить через $\epsilon - 1$ и $\epsilon + 1$, где ϵ — эксцентриситет гиперболы.

ЗАДАЧИ

1. Покажите, как можно при помощи графического построения быстро получить приближенное решение кубического уравнения (32) относительно $\lg \frac{v}{2}$.

2. Выведите уравнения для дифференциальных поправок к приближенным значениям, найденным графическим методом. Примените к частному случаю и проверьте результат.

3. Найдите E_0, M_0, E_1, M_1, E_2 и M_2 , если $e = 0,2$ и $M = 214^\circ$.

$$\begin{aligned} \text{Отв. } E_0 &= 208^\circ 39' : 6'', 6, & M_0 &= 214^\circ 8' 58'', 6, \\ E_1 &= 208^\circ 31' 38'', 4, & M_1 &= 213^\circ 59' 59'', 8, \\ E_2 &= 208^\circ 31' 38'', 6, & M_2 &= 214^\circ 00' 00''. \end{aligned}$$

4. Покажите при помощи кривых, применяемых при решении уравнения Кеплера, что решение единственно для всех значений $e < 1$ и M .

5. Уравнение (50) не определяет квадранта, покажите, что соответствующие значения $\frac{1}{2} v$ и $\frac{1}{2} E$ всегда лежат в одном квадранте.

6. Выразите прямоугольные координаты $x = r \cos v$, $y = r \sin v$ через эксцентрическую аномалию и затем при помощи ряда Лагранжа выразите через M .

$$\begin{aligned} \frac{x}{a} &= \cos M + \frac{e}{2} (\cos 2M - 3) + \frac{e^2}{2! 2^2} (3 \cos 3M - 3 \cos M) + \\ &+ \frac{e^3}{3! 2^3} (4^2 \cos 4M - 4 \cdot 2^2 \cos 2M) + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{y}{a} &= \sin M + \frac{e}{2} \sin 2M + \frac{e^2}{3! 2^2} (3^2 \sin 3M - 15 \sin M) + \\ &+ \frac{e^3}{4! 2^3} (4^3 \sin 4M - 10 \cdot 2^3 \sin 2M) + \dots \end{aligned}$$

7. Покажите, что свойства E , представленного в виде ряда по степеням e выведенные в § 99, вытекают из ряда Лагранжа.

8. Выведите три первых члена ряда для r при помощи формулы Лагранжа.

9. Дайте геометрическую интерпретацию для F (§ 102), соответствующую E в эллиптической орбите.

10. Выразите v в виде ряда по степеням e методом, аналогичным употребленному в § 103.

11. Покажите, что ветвь гиперболы, обращенная выпуклостью к Солнцу, описывается телом в чисто мнимое время.

12. Прибавьте к правым частям уравнений (16) члены $-\frac{3}{10} (1 + m) b^2 e_1^2 \frac{x}{r^3}$ и $-\frac{3}{10} (1 + m) b^2 e_1^2 \frac{y}{r^3}$, происходящие от сплюснутости центрального тела [уравнения (30), глава IV], где e_1 — эксцентриситет меридианного сечения, и проинтегрируйте методом § 101.

104. Гелиоцентрическое положение в системе эклиптики. Выше даны были методы нахождения положений в орбитах для различных случаев. Теперь выведем формулы определения положения относительно различных систем осей. Возьмем начало координат в теле, по отношению к которому рассматривается движение второго тела. Так как большинство применений относится к солнечной системе, где начало — в центре Солнца, то такие координаты называются *гелиоцентрическими*.

Положения тел в солнечной системе обычно относятся к одной из двух систем координат: к *ekliптической* или к *экваториальной* системе. Основная плоскость в эклиптической системе есть плоскость земной орбиты; в экваториальной системе — это плоскость земного экватора. Нуль-пунктом основного круга обеих систем является точка *весеннего равноденствия*, т. е. точка, в которой эклиптика пересекает экватор с юга на север, и обозначается через Υ . Полярные координаты в эклиптической системе называются *долготой* и *широтой*, а в экваториальной — *прямым восхождением* и *склонением*. Если начало находится в центре Солнца, то для обозначения координат употребляются латинские буквы, а если оно находится в центре Земли, то — греческие. Итак:

Начало в центре Солнца		Начало в центре Земли	
Долгота	l	λ	измеряется к востоку
Широта	b	β	+ северная; — южная
Прямое восхождение	α	α	измеряется к востоку
Склонение	d	δ	+ северное; — южное
Расстояние	r	ρ	

a и d употребляются очень редко. Абсолютные положения опорных звезд даны в экваториальной системе, а наблюдаемые положения комет определяются путем сравнения с ними. В некоторых теориях, относящихся к планетам и кометам, особенно в рассмотрении взаимных возмущений планет и возмущений ими комет, удобнее употреблять систему эклиптики, поэтому надо уметь преобразовывать уравнения из одной системы в другую.

Восходящий узел есть проекция на эклиптику из Солнца точки, где тело пересекает плоскость эклиптики с юга на север. Его долгота измеряется от неподвижной точки эклиптики — весеннего равноденствия и обозначается через Ω . Проекция точки, где тело пересекает плоскость эклиптики с севера на юг, называется *нисходящим* узлом и обозначается через ϖ .

Наклонность есть угол между плоскостью орбиты и плоскостью эклиптики и обозначается через i . Прежде был обычай брать наклонность всегда меньше 90° и определять направление движения как *прямое* или *обратное* согласно тому, направлено ли оно в ту же сторону, как движение Земли или в обратную. В настоящее время употребляется другой метод, рассматривающий все движения как прямые, а наклонность изменяющейся от 0° до 180° . В последнем методе избегается употребление двойных знаков в формулах, и он принят здесь (см. § 86). Узел и наклонность определяют положение плоскости орбиты в пространстве.

Угловое расстояние от восходящего узла до точки перигелия, считаемое в направлении движения тела в орбите, обозначается через ω и определяет положение орбиты в ее плоскости. Долгота перигелия обозначается через π и дается формулой:

$$\pi = \Omega + \omega.$$

Этот элемент не является долготой в обычном смысле слова, потому что он считается в двух различных плоскостях.

Задача относительного движения одного тела есть задача шестого порядка (§ 85), и при ее интегрировании появляются шесть произвольных постоянных. Поэтому имеется шесть элементов, которые являются независимыми функциями этих постоянных. Они следующие:

a — большая полуось, которая определяет размер орбиты и период обращения;

e — эксцентриситет, определяющий форму орбиты;

Ω — долгота восходящего узла и

i — наклонность к плоскости эклиптики, которые вместе определяют положение плоскости орбиты;

ω — долгота перигелия, измеренная от узла, или π — долгота перигелия, каждое из них определяет ориентировку орбиты в ее плоскости;

T — время прохождения через перигелий, определяющее вместе с другими элементами положение тела в его орбите в любое время.

Если полярные координаты тела вычислены, то прямоугольные координаты в системе координат, с положительным концом оси x , направленным к точке перигелия, и осью y в плоскости орбиты, даются формулами:

$$x_0 = r \cos v, \quad y_0 = r \sin v, \quad z_0 = 0. \quad (78)$$

Если ось x повернуть обратно и направить по линии узлов, то координаты в новой системе будут:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos(v + \omega) = r \cos(v + \pi - \Omega), \\ y &= r \sin(v + \omega) = r \sin(v + \pi - \Omega), \\ z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

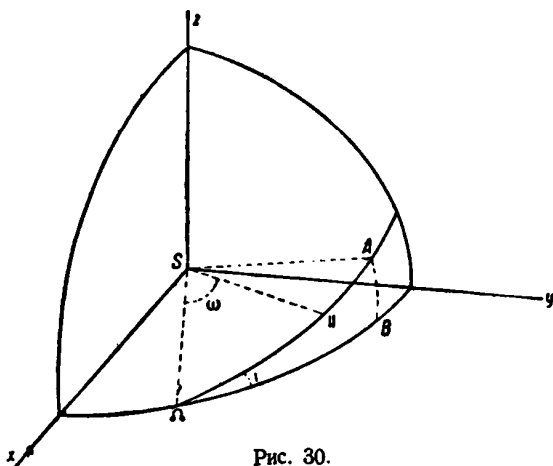


Рис. 30.

Долгота тела в его орбите, отсчитанная от восходящего узла, называется *аргументом широты* и обозначается через u . Она дается формулой:

$$u = v + \omega,$$

следовательно, если найдено u , то v известно.

Пусть S — Солнце (рис. 30), $S\epsilon y$ — плоскость эклиптики, $S\Omega A$ — плоскость орбиты, Ω — восходящий узел, π — точка перигелия, A — проекция положения тела и угол $\pi SA = v$. Тогда $\Omega A = \omega + v = u$.

Пусть положение тела относится теперь к прямоугольной системе осей с началом в центре Солнца, осью x направленной по линии узлов, и осью y в плоскости эклиптики. Тогда уравнения (79) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} x' &= r \cos (v + \omega) = r \cos u, \\ y' &= r \sin (v + \omega) \cos i = r \sin u \cos i, \\ z' &= r \sin (v + \omega) \sin i = r \sin u \sin i. \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Но в гелиоцентрических широте и долготе

$$\left. \begin{aligned} x' &= r \cos b \cos (l - \Omega), \\ y' &= r \cos b \sin (l - \Omega), \\ z' &= r \sin b. \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Поэтому, сравнивая (80) и (81), находим, что

$$\left. \begin{aligned} \cos b \cos (l - \Omega) &= \cos u, \\ \cos b \sin (l - \Omega) &= \sin u \cos i, \\ \sin b &= \sin u \sin i, \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} (l - \Omega) &= \operatorname{tg} u \cos i, \\ \operatorname{tg} b &= \operatorname{tg} i \sin (l - \Omega). \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Так как b всегда положительно, то уравнения (82) и (83) однозначно определяют гелиоцентрическую долготу и широту l и b , когда Ω , i и u известны.

105. **Перенос начала координат в центр Земли.** Пусть Ξ , H , Z — гелиоцентрические координаты центра Солнца, относящиеся к системе координат с осью x , направленной к весеннему равноденствию и осью y в плоскости эклиптики. Пусть P , Λ и B обозначают соответственно гелиоцентрическое расстояние, долготу и широту Солнца. Эти величины даются в «Nautical Almanac» для каждого дня года. Прямоугольные координаты выражаются через них следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \Xi &= P \cos B \cos \Lambda, \\ H &= P \cos B \sin \Lambda, \\ Z &= P \sin B. \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Угол B обычно меньше секунды дуги, и если не требуется большой точности, то эти уравнения могут быть заменены следующими:

$$\begin{aligned}\Xi &= P \cos \Lambda, \\ H &= P \sin \Lambda \\ Z &= 0.\end{aligned}$$

Пусть ξ'' , η'' и ζ'' — геоцентрические, а x'' , y'' и z'' — гелиоцентрические координаты тела в системе координат с осью x , направленной к весеннему равноденствию, и осью y в плоскости эклиптики. Поэтому

$$\begin{aligned}\xi'' &= x'' + \Xi, \\ \eta'' &= y'' + H, \\ \zeta'' &= z'' + Z.\end{aligned}$$

В полярных координатах эти уравнения напишутся следующим образом:

$$\begin{aligned}\rho \cos \beta \cos \lambda &= r \cos b \cos l + P \cos B \cos \Lambda, \\ \rho \cos \beta \sin \lambda &= r \cos b \sin l + P \cos B \sin \Lambda, \\ \rho \sin \beta &= r \sin b + P \sin B.\end{aligned}$$

Из этих уравнений находим λ и β ; но эту систему можно преобразовать в более удобную, умножая первое уравнение на $\sin \Lambda$ и второе на $\cos \Lambda$ и складывая. Результаты таковы:

$$\left. \begin{aligned}\rho \cos \beta \cos (\lambda - \Lambda) &= r \cos b \cos (l - \Lambda) + P \cos B, \\ \rho \cos \beta \sin (\lambda - \Lambda) &= r \cos b \sin (l - \Lambda), \\ \rho \sin \beta &= r \sin b + P \sin B.\end{aligned} \right\} \quad (85)$$

Эти уравнения дают геоцентрическое расстояние, долготу и широту, т. е. ρ , λ и β .

106. Переход к геоцентрическим экваториальным координатам. Обозначим наклонность плоскости эклиптики к плоскости экватора через ϵ . Пусть ξ'' , η'' и ζ'' — геоцентрические координаты тела, отнесенные к эклиптической системе с осью x , направленной в точку весеннего равноденствия. Тогда можно получить экваториальную систему, вращая эклиптическую систему вокруг оси x в отрицательном направлении на угол ϵ ; соотношения между координатами в двух системах таковы:

$$\begin{aligned}\xi''' &= \xi'', \\ \eta''' &= \eta'' \cos \epsilon - \zeta'' \sin \epsilon, \\ \zeta''' &= \eta'' \sin \epsilon + \zeta'' \cos \epsilon,\end{aligned}$$

или в полярных координатах:

$$\left. \begin{aligned} \cos \delta \cos \alpha &= \cos \beta \cos \lambda, \\ \cos \delta \sin \alpha &= \cos \beta \sin \lambda \cos \epsilon - \sin \beta \sin \epsilon, \\ \sin \delta &= \cos \beta \sin \lambda \sin \epsilon + \sin \beta \cos \epsilon. \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

Для наиболее удобного решения этих уравнений относительно δ и α введем вспомогательные величины n и N , определяемые формулами:

$$\left. \begin{aligned} n \sin N &= \sin \beta, \\ n \cos N &= \cos \beta \sin \lambda, \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

в которых n — положительная величина. Тогда уравнения (86) принимают вид:

$$\begin{aligned} \cos \delta \cos \alpha &= \cos \beta \cos \lambda, \\ \cos \delta \sin \alpha &= n \cos (N + \epsilon), \\ \sin \delta &= n \sin (N + \epsilon), \end{aligned}$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} n \sin N &= \sin \beta, & \operatorname{tg} \alpha &= \frac{\cos (N + \epsilon) \operatorname{tg} \lambda}{\cos N}, \\ n \cos N &= \cos \beta \sin \lambda, & \operatorname{tg} \delta &= \operatorname{tg} (N + \epsilon) \sin \alpha. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Эти уравнения вместе с первым из (86), определяющим квадрант, в котором лежит α , вполне определяют α и δ , если известны λ и β .

Если даны α и δ , а требуется найти λ и β , то уравнения, из которых они могут быть определены, получаются путем замены α и δ через λ и β и изменения знака у ϵ в (86). Они таковы¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} m \sin M &= \sin \delta, & \operatorname{tg} \lambda &= \frac{\cos (M - \epsilon) \operatorname{tg} \alpha}{\cos M}, \\ m \cos M &= \cos \delta \sin \alpha, & \operatorname{tg} \beta &= \operatorname{tg} (M - \epsilon) \sin \lambda. \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

107. Прямое вычисление геоцентрических экваториальных координат. Геоцентрические экваториальные координаты α и δ могут быть найдены непосредственно из элементов i и Ω и аргумента широты u , без нахождения эклиптических координат λ и β .

В системе координат с осью x , направленной к узлу, и осью y в плоскости эклиптики выражения для гелиоцентрических координат имеют вид:

$$\begin{aligned} x' &= r \cos u, \\ y' &= r \sin u \cos i, \\ z' &= r \sin u \sin i. \end{aligned}$$

¹⁾ m и M — новые вспомогательные величины, не имеющие никакого отношения к величинам, которые были обозначены этими буквами выше.

Если систему повернуть около оси z так, чтобы ось x оказалась направленной в точку весеннего равноденствия, то координаты будут:

$$\begin{aligned}x'' &= x' \cos \delta_0 - y' \sin \delta_0, \\y'' &= x' \sin \delta_0 + y' \cos \delta_0, \\z' &= z',\end{aligned}$$

или

$$\left. \begin{aligned}x'' &= r (\cos u \cos \delta_0 - \sin u \cos i \sin \delta_0), \\y'' &= r (\cos u \sin \delta_0 + \sin u \cos i \cos \delta_0), \\z'' &= r \sin u \sin i.\end{aligned} \right\} \quad (90)$$

Если теперь повернуть систему около оси x на угол $-\epsilon$, то координаты определяются формулами:

$$\begin{aligned}x''' &= x'', \\y''' &= y'' \cos \epsilon - z'' \sin \epsilon, \\z''' &= y'' \sin \epsilon + z'' \cos \epsilon,\end{aligned}$$

или в полярных координатах:

$$\left. \begin{aligned}x''' &= r \{ \cos u \cos \delta_0 - \sin u \cos i \sin \delta_0 \}, \\y''' &= r \{ (\cos u \sin \delta_0 + \sin u \cos i \cos \delta_0) \cos \epsilon - \sin u \sin i \sin \epsilon \}, \\z''' &= r \{ (\cos u \sin \delta_0 + \sin u \cos i \cos \delta_0) \sin \epsilon + \sin u \sin i \cos \epsilon \}.\end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Чтобы облегчить вычисления, Гаусс ввел новые вспомогательные величины A, a, B, b, C и c , определяемые уравнениями:

$$\left. \begin{aligned}\sin a \sin A &= \cos \delta_0, \\ \sin a \cos A &= -\sin \delta_0 \cos i, & \sin a > 0, \\ \sin b \sin B &= \sin \delta_0 \cos \epsilon, & \sin b > 0, \\ \sin b \cos B &= \cos \delta_0 \cos i \cos \epsilon - \sin i \sin \epsilon, \\ \sin c \sin C &= \sin \delta_0 \sin \epsilon, & \sin c > 0, \\ \sin c \cos C &= \cos \delta_0 \cos i \sin \epsilon + \sin i \cos \epsilon.\end{aligned} \right\} \quad (92)$$

Эти постоянные зависят только от элементов, так что для данной орбиты их вычисляют лишь один раз. Они особенно удобны, когда надо вычислить координаты для большого числа эпох, как, например, при составлении эфемериды. Подставив эти постоянные в (91), мы получим простые формулы для гелиоцентрических координат:

$$\left. \begin{aligned}x''' &= r \sin a \sin (A + u), \\ y''' &= r \sin b \sin (B + u), \\ z''' &= r \sin c \sin (C + u),\end{aligned} \right\} \quad (93)$$

откуда могут быть найдены x''' , y''' и z''' .

Тогда окончательно геоцентрические экваториальные координаты определяются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \rho \cos \delta \cos \alpha &= x''' + X', \\ \rho \cos \delta \sin \alpha &= y''' + Y', \\ \rho \sin \delta &= z''' + Z', \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

где X' , Y' и Z' — прямоугольные геоцентрические координаты Солнца, отнесенные к экваториальной системе. В «Nautical Almanac» они даются для каждого дня года, и поэтому эти уравнения определяют ρ , α и δ . Это завершает теорию определения гелиоцентрических и геоцентрических координат тела, движущегося по любой орбите, когда употребляется эклиптическая или экваториальная система.

ЗАДАЧИ

1. Найдите геометрический смысл угла N в уравнении (87) и покажите, что p есть просто множитель пропорциональности.

2. Предположите, что долгота восходящего узла берется всегда меньше 180° и что наклонность изменяется от -90° до $+90^\circ$; рассмотрите изменения, которые произойдут в уравнениях (78) — (83), и в частности напишите определения гауссовых постоянных a , A , ..., C для этого метода определения элементов.

3. Найдите геометрическое значение гауссовых постоянных, определенных уравнениями (92).

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Задача двух тел для шаров конечного размера была впервые решена Ньютоном около 1655 г. и дана в «Началах», книга I, отдел II. Доказательство геометрическое. Аналитические методы усердно разрабатывались в континентальной Европе в начале XVIII в., но ньютонова система механики не получила немедленного признания; в самом деле, французы придерживались вихревой теории Декарта (1596—1650), пока Вольтер после своего посещения Лондона не поддержал энергично ньютоновскую теорию в 1728—1739 гг. Это, наряду с тем, что англичане продолжали употреблять геометрические методы «Начал», задержало аналитическое решение задачи. Вероятно, оно было выполнено Даниилом Бернулли в мемуаре, за который он в 1734 г. получил премию от французской Академии, и несомненно, задача подробно решена Эйлером в 1744 г. в его «*Thoria motuum planetarum et cometarum*». С тех пор изменения главным образом касались выбора переменных, через которые выражалась задача.

Решение уравнения Кеплера естественно впервые было дано самим Кеплером. Следующее решение было выполнено Ньютоном в «Началах». Ему удалось легко найти из геометрического построения, содержащего циклоиду, приближенное решение для эксцентрической аномалии. Было предложено очень много аналитических и графических решений; до середины прошлого столетия почти каждый выдающийся математик уделял этому вопросу большее или меньшее внимание. Библиография, содержащая указания на 123 работы об уравнении Кеплера, дана «*Bulletin Astronomique*», январь 1900, но даже этот обширный список не полон.

Преобразования координат включают лишь решения сферических треугольников, изучению которых в совершенно общей форме математический мир обязан Гауссу (1777—1855).

Задача двух тел излагается во всех сочинениях по аналитической механике. Можно порекомендовать читателю познакомиться дальше с «*Mécanique Céleste*» Тиссерана, т. I, гл. VI и VII.

[См. также: «Курс небесной механики» М. Ф. Субботина и «Курс теоретической астрономии» А. А. Иванова. *Прим. ред.*]

ГЛАВА VI

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРБИТ

103. Общие соображения. В главе V было показано, как можно определить постоянные интегрирования, возникающие при решении дифференциальных уравнений задачи о двух телах, по начальным значениям координат и составляющих скорости, а затем было показано, как можно найти по этим постоянным элементы орбиты. Следовательно, нужно иметь способ для определения положения и составляющих скорости наблюдаемого тела в некоторый момент времени. Трудность этой задачи происходит от того, что наблюдения, сделанные с движущейся Земли, дают лишь направление прямой, соединяющей наблюдателя с данным объектом, и не дают непосредственно его расстояние. Наблюдение видимого положения лишь устанавливает факт, что тело находится где-нибудь на определенной полупрямой, проходящей через наблюдателя. Поэтому положение тела в пространстве и, конечно, его составляющие скорости наблюдениями не определяются. Отсюда возникает необходимость получить добавочные наблюдения в другие моменты. В промежуток времени перед вторым наблюдением Земля сдвинется, и наблюдаемое тело перейдет в другое место на своей орбите. Второе наблюдение просто определяет другую линию, на которой находится тело в другой момент. Ясно, что задача нахождения положения тела и элементов его орбиты по таким данным представляет некоторые затруднения.

Первый вопрос, требующий решения, естественно, касается числа наблюдений, необходимых для определения элементов орбиты.

Так как орбита определяется шестью элементами, то для определения этих элементов необходимо иметь шесть независимых величин, полученных из наблюдений. Одно полное наблюдение дает две такие величины, а именно угловые координаты тела. Следовательно, для определения орбиты вполне достаточно трех полных наблюдений. По крайней мере ясно, что меньшее число недостаточно. Если наблюдаемое тело — комета, орбита которой — парабола, то один из элементов известен заранее, так как эксцентриситет равен единице и остается найти лишь пять элементов. В этом случае, следовательно, достаточно двух полных и одного наблюдения, дающего одну из двух угловых координат.

103. Промежуточные элементы. Видимые положения наблюдаемого тела обычно получают путем измерения его угловых расстояний и направлений от соседних неподвижных звезд. Так как положения звезд даются в каталогах посредством прямого восхождения и склонения, то результаты получаются в этих координатах, но если требуется, то они могут быть переведены в эклиптическую или какую-либо другую систему.

Предположим, что произведены три наблюдения в моменты t_1 , t_2 и t_3 ; обозначим координаты обычными символами с соответствующими значениями 1, 2 и 3. Прямые восхождения и склонения являются функциями элементов орбиты и времени наблюдения. Эти соотношения могут быть представлены в виде:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \varphi(\Omega, i, \omega, a, e, T; t_1), \\ \alpha_2 &= \varphi(\Omega, i, \omega, a, e, T; t_2), \\ \alpha_3 &= \varphi(\Omega, i, \omega, a, e, T; t_3), \\ \delta_1 &= \psi(\Omega, i, \omega, a, e, T; t_1), \\ \delta_2 &= \psi(\Omega, i, \omega, a, e, T; t_2), \\ \delta_3 &= \psi(\Omega, i, \omega, a, e, T; t_3). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Задача состоит в решении этих шести уравнений относительно шести неизвестных элементов. Функции φ и ψ трансцендентны и зависят от элементов очень сложным образом. В случае эллипса положение в орбите находится посредством уравнения Кеплера, в гиперболе — посредством аналогичного уравнения, а в параболе должно быть решено кубическое уравнение, и во всех трех случаях координаты относительно Земли получаются при помощи нескольких тригонометрических преобразований. Отсюда ясно, что прямое решение уравнений (1) обычными способами получить нельзя.

Хотя основной целью является определение элементов орбиты, но сначала рассмотрим задачу нахождения других величин, определяющих элементы. Эти величины можно рассматривать как промежуточные элементы. Уже говорилось, что элементы могут быть найдены, если известны координаты и составляющие скорости для любой эпохи. Предположим, что требуется найти полярные координаты и их производные, однозначно определяющие прямоугольные координаты и их производные для момента времени второго наблюдения t_2 . Для этой задачи уравнения, соответствующие (1), принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= f(\alpha_2, \delta_2, \rho_2, \alpha'_2, \delta'_2, \rho'_2; t_1, t_2), \\ \alpha_2 &= \alpha_2, \\ \alpha_3 &= f(\alpha_2, \delta_2, \rho_2, \alpha'_2, \delta'_2, \rho'_2; t_2, t_3), \\ \delta_1 &= g(\alpha_2, \delta_2, \rho_2, \alpha'_2, \delta'_2, \rho'_2; t_1, t_2), \\ \delta_2 &= \delta_2, \\ \delta_3 &= g(\alpha_2, \delta_2, \rho_2, \alpha'_2, \delta'_2, \rho'_2; t_2, t_3), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где

$$\alpha'_2 = \frac{d\alpha}{dt}, \quad \delta'_2 = \frac{d\delta}{dt}, \quad \rho'_2 = \frac{d\rho}{dt} \text{ при } t = t_2.$$

Так как α_2 и δ_2 — наблюдаемые величины, то первое, третье, четвертое и шестое уравнения могут быть решены относительно четырех неизвестных ρ_2 , α'_2 , δ'_2 , ρ'_2 . Таким образом задача приведена к решению

четырёх совместных уравнений, которые, кроме того, гораздо проще, чем уравнения (1). Этим уравнениям можно придать удобную форму, в чем заключается один из методов решения задачи. Впервые он был развит и применен к действительному определению орбит Лапласом в 1780 г., впоследствии этот метод был расширен и изменен в деталях многими позднейшими авторами.

За другую группу промежуточных элементов можно взять три координаты в две эпохи. Предположим, что для этой цели выбраны моменты t_1 и t_3 . Тогда основные уравнения, соответствующие (1), могут быть написаны в виде:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= a_1, \\ a_2 &= F(a_1, \delta_1, \rho_1, a_3, \delta_3, \rho_3; t_1, t_2, t_3), \\ a_4 &= a_4, \\ \delta_1 &= \delta_1, \\ \delta_2 &= g(a_1, \delta_1, \rho_1, a_3, \delta_3, \rho_3; t_1, t_2, t_3), \\ \delta_3 &= \delta. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В этом случае уравнения приведены к двум с двумя неизвестными ρ_1 и ρ_3 , и они также могут быть решены. Этот способ решения задачи был предложен Лагранжем в 1778 г., независимо от него он был предложен и выведен несколько иначе Гауссом. В 1801 г. этого способа более или менее близко придерживались многие позднейшие авторы. Несмотря на сотни работ, написанных по теории определения орбит, очень немного, прибавлено к работе Лапласа и Гаусса, что действительно ново или теоретически важно, если не берется более трех наблюдений.

110. Подготовка наблюдений. Наблюдения, полученные астрономом-практиком, независимо от применяемого метода, требуют известных небольших поправок, которые должны быть сделаны до начала вычисления орбиты.

Притяжения Луны и Солнца на экваториальное вздутие Земли вызывают небольшие периодические колебания и медленное вековое изменение в положении плоскости экватора. Так как экватор и эклиптика пересекаются в точках равноденствия, то весеннее равноденствие подвергается небольшим периодическим колебаниям (нутація) и медленно передвигается вдоль эклиптики (прецессия). Очевидно, все наблюдения необходимо иметь отнесенными к одной и той же системе координат, и поэтому принято брать среднее равноденствие и положение экватора для начала того года, когда произведены наблюдения.

Наблюдаемые места подвергаются также влиянию aberrации света, происходящей от обращения Земли вокруг Солнца и ее вращения вокруг своей оси. Так как вращение очень медленно по сравнению с обращением, то aberrация, происходящая от первого, относительно мала и обычно ею можно пренебречь, особенно, если наблюдения не очень точны.

Предположим, что α_0 и δ_0 — наблюдаемые прямое восхождение и склонение тела в какой-либо момент. Тогда прямое восхождение и склоне-

ние, отнесенные к среднему равноденствию начала года и исправленные за годичную аберрацию, определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 - 15f - g \sin(G + \alpha_0) \operatorname{tg} \delta_0 - h \sin(H + \alpha_0) \sec \delta_0, \\ \delta &= \delta_0 - i \cos \delta_0 - g \cos(G + \alpha_0) - h \cos(H + \alpha_0) \sin \delta_0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где f , g , h , C и H суть вспомогательные величины, называемые бесселевыми постоянными, которые даются в астрономических ежегодниках для каждого дня года. На практике эти числа надо брать из эфемерид. Они зависят от движений Земли, но их вывод относится к области сферической и практической астрономии и здесь приведен быть не может.

Поправки для суточной аберрации таковы:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \alpha &= -0''.322 \cos \varphi \cos(\theta - \alpha_0) \sec \delta_0, \\ \Delta \delta &= -0''.322 \cos \varphi \sin(\theta - \alpha_0) \sin \delta_0, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где φ — широта наблюдателя и $\theta - \alpha_0$ — часовой угол объекта во время наблюдения. Вторая из этих поправок не может превышать малой величины $0''.322$, и первая тоже мала за тем исключением, когда δ близко к $\pm 90^\circ$.

111. Очерк метода Лапласа определения орбит. Прежде чем входить в детали, необходимые для определения элементов орбиты каждым из двух обычно применяемых методов, изложим кратко основы каждого метода. Это даст возможность получить понятие о плане действий и оценить взаимоотношения подробностей исследования.

Для сохранения основной мысли предположим, что для определения орбиты имеются лишь три полных наблюдения. Пусть даты наблюдений обозначены через t_1 , t_2 и t_3 , и поэтому прямые восхождения и склонения наблюденного с Земли тела, в эти времена известны. Для определенности в терминологии пусть C обозначает наблюденное тело, обращающееся вокруг Солнца S и наблюденное с Земли E ; ξ , η , ζ — прямоугольные координаты C по отношению к E ; x , y , z — прямоугольные координаты C , по отношению к S ; X , Y , Z — прямоугольные координаты S по отношению к E ; ρ — расстояние от E до C ; r — расстояние от S до C ; R — расстояние от E до S .

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \rho \cos \delta \cos \alpha = \rho \lambda, \\ \eta &= \rho \cos \delta \sin \alpha = \rho \mu, \\ \zeta &= \rho \sin \delta = \rho \nu. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Величины λ , μ и ν , являющиеся направляющими косинусами прямой EC , известны в моменты t_1 , t_2 и t_3 . Расстояние ρ совершенно неизвестно.

Первый шаг. Первый шаг состоит в определении значений первой и второй производных от λ , μ , ν . X , Y и Z в какой-либо момент, близкий к моментам наблюдения, скажем, к t_2 . Ограничимся пока указанием, что это может быть сделано с достаточным приближением, не вдаваясь

в обсуждение, каким методом это лучше произвести. Значение первой производной от λ в течение интервала от t_1 до t_2 в среднем равно:

$$\lambda'_{12} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{t_2 - t_1},$$

а это очень близко к значению λ' в середине интервала, если λ не изменяется слишком быстро. Приближение тем лучше, чем короче интервал. Подобным образом образуется λ'_{23} . Если интервал $t_3 - t_1$ равняется интервалу $t_2 - t_1$, то значение λ в момент t_2 очень близко к:

$$\lambda'_2 = \frac{1}{2} [\lambda'_{12} + \lambda'_{23}].$$

Если интервалы не равны, то, конечно, можно сделать поправку за их неравенство.

Подобным образом из определения производной следует, что вторая производная от λ в момент t_2 в случае двух равных интервалов приближенно равна:

$$\lambda''_2 = \frac{\lambda'_2 - \lambda'_{12}}{\frac{1}{2}(t_1 - t_1)}.$$

Первая и вторая производные от μ и ν даются приближенно аналогичными формулами, и это надо понимать так, что когда интервалы настолько коротки, как они обычно бывают на практике, то приближения, особенно полученные усовершенствованными методами, которые будут рассмотрены подробно дальше, очень близки. Астрономические ежегодники дают значения X , Y и Z для каждого дня года, и из этих чисел можно найти значения их первых и вторых производных. Фактически требуются лишь первые производные этих координат.

Второй шаг. Второй шаг заключается в наложении условия, что S движется вокруг S согласно с законом тяготения. Предположим, что S не возмущено заметно притяжениями других тел. Тогда его координаты удовлетворяют дифференциальным уравнениям:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{k^2x}{r^3}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{k^2y}{r^3}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{k^2z}{r^3} \quad (7)$$

Но из соотношений между C , E и S следует также, что

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho\lambda - X, \\ y &= \rho\mu - Y, \\ z &= \rho\nu - Z. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Подставляя эти выражения для x , y и z в уравнения (7), мы получим

$$\left. \begin{aligned} (\rho\lambda)'' - X'' &= \frac{-k^2(\rho\lambda - X)}{r^3}, \\ (\rho\mu)'' - Y'' &= \frac{-k^2(\rho\mu - Y)}{r^3}, \\ (\rho\nu)'' - Z'' &= \frac{-k^2(\rho\nu - Z)}{r^3}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Но так как E также обращается вокруг S согласно закону тяготения, то следует что

$$\begin{aligned} X'' &= -\frac{k^2 X}{R^3}, \\ Y'' &= -\frac{k^2 Y}{R^3}, \\ Z' &= -\frac{k^2 Z}{R^3}. \end{aligned}$$

Поэтому уравнения (9) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \lambda \rho'' + 2\lambda' \rho' + \left[\lambda'' + \frac{k^2 \lambda}{r^3} \right] \rho &= -k^2 X \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right], \\ \mu \rho'' + 2\mu' \rho' + \left[\mu'' + \frac{k^2 \mu}{r^3} \right] \rho &= -k^2 Y \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right], \\ \nu \rho'' + 2\nu' \rho' + \left[\nu'' + \frac{k^2 \nu}{r^3} \right] \rho &= -k^2 Z \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Неизвестными величинами в этих уравнениях являются ρ'' , ρ' , ρ и r , из которых первые три входят линейно.

Третий шаг. Третий шаг состоит в определении расстояний S от E и S при помощи уравнений (10) и геометрического условия, которому должны удовлетворять три тела. Чтобы решить уравнения (10) относительно ρ , составим детерминант:

$$D = \begin{vmatrix} \lambda, \lambda', \lambda'' + \frac{k^2 \lambda}{r^3} \\ \mu, \mu', \mu'' + \frac{k^2 \mu}{r^3} \\ \nu, \nu', \nu'' + \frac{k^2 \nu}{r^3} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \lambda, \lambda', \lambda'' \\ \mu, \mu', \mu'' \\ \nu, \nu', \nu'' \end{vmatrix}. \quad (11)$$

Вторая форма детерминанта D получается путем умножения первого столбца на $\frac{k^2}{r^3}$ и вычитания произведения из третьего столбца. Также необходим детерминант, полученный путем замены элементов третьего столбца D правыми частями (10). Опуская общий множитель $\left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right]$, мы напишем этот детерминант в виде:

$$D_1 = -k^2 \begin{vmatrix} \lambda, \lambda', X \\ \mu, \mu', Y \\ \nu, \nu', Z \end{vmatrix}. \quad (12)$$

Детерминанты D и D_1 включают лишь известные величины.

Определяя из уравнений (10) ρ , найдем:

$$\rho = \frac{D_1}{D} \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right]. \quad (13)$$

К этому уравнению с двумя неизвестными ρ и r должно быть прибавлено уравнение:

$$r^2 = \rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \phi, \quad (14)$$

вытекающее из того, что три тела C , S и E образуют треугольник. Угол ϕ есть угол при E между R и ρ , и это уравнение также содержит лишь неизвестные ρ и r . Задача решения (13) и (14) относительно ρ и r составляет третий шаг. Решение этой задачи дает координаты C при помощи уравнений (8), включающих лишь неизвестное ρ .

Четвертый шаг. Четвертый шаг состоит в определении составляющих скорости C . Из уравнений (8) следует, что

$$\left. \begin{aligned} x' &= \rho' \lambda + \rho \lambda' - X', \\ y' &= \rho' \mu + \rho \mu' - Y', \\ z' &= \rho' \nu + \rho \nu' - Z'. \end{aligned} \right\}. \quad (15)$$

Единственным неизвестным в правых частях этих уравнений является ρ' , которое может быть определено из уравнений (10). Выражение для него таково:

$$\left. \begin{aligned} \rho' &= + \frac{D_2}{2D} \left[\frac{1}{R^2} - \frac{1}{r^2} \right], \\ D_2 &= -k^2 \begin{vmatrix} \lambda, & X, & \lambda'' \\ \mu, & Y, & \mu'' \\ \nu, & Z, & \nu'' \end{vmatrix} \end{aligned} \right\}. \quad (16)$$

Поэтому x' , y' и z' становятся известными.

Пятый шаг. Пятый и последний шаг состоит в определении элементов орбиты из положения и составляющих скорости тела. Эта задача уже решена в главе V.

112. Очерк метода Гаусса определения орбит. Первый шаг. Первый шаг метода Гаусса состоит в наложении условия, что C движется в плоскости, проходящей через S . Так как S является началом координат x , y и z , то это условие напишется в виде:

$$\begin{aligned} Ax_1 + By_1 + Cz_1 &= 0, \\ Ax_2 + By_2 + Cz_2 &= 0, \\ Ax_3 + By_3 + Cz_3 &= 0, \end{aligned}$$

где A , B , C — постоянные, зависящие от положения плоскости движения. Результатом исключения неизвестных постоянных A , B и C является уравнение:

$$\begin{vmatrix} x_1 & y_1 & z_1 \\ x_2 & y_2 & z_2 \\ x_3 & y_3 & z_3 \end{vmatrix} = 0. \quad (17)$$

Детерминант (17) может быть разложен по элементам трех столбцов, что дает три уравнения:

$$\left. \begin{aligned} (y_2 z_3 - z_2 y_3) x_1 - (y_1 z_3 - z_1 y_3) x_2 + (y_1 z_2 - z_1 y_2) x_3 &= 0, \\ (x_2 z_3 - z_2 x_3) y_1 - (x_1 z_3 - z_1 x) y_2 + (x_1 z_2 - z_1 x_2) y_3 &= 0, \\ (x_2 y_3 - y_2 x_3) z_1 - (x_1 y_3 - y_1 x_3) z_2 + (x_1 y_2 - y_1 x_2) z_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Очевидно, эти три уравнения представляют собой лишь различные формы одного и того же, но если девять скобок определены из дополнительных соображений и $x_1, x_2, \dots$ выражены через геоцентрические координаты при помощи (8), то они становятся независимыми с неизвестными ρ_1, ρ_2 и ρ_3 . Скобки являются удвоенными площадями проекций треугольников с вершинами S и положениями C , взятыми попарно на три основные плоскости. Так как в каждом уравнении три площади проектируются на ту же плоскость, то вместо их проекций могут быть взяты самые треугольники. Если $[1, 2], [1, 3]$ и $[2, 3]$ представляют треугольники с вершинами S и C соответственно в моменты $t, t_0, t_1 t_2$ и $t_2 t_3$, то уравнения (8) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} [2, 3] x_1 - [1, 3] x_2 + [1, 2] x_3 &= 0, \\ [2, 3] y_1 - [1, 3] y_2 + [1, 2] y_3 &= 0, \\ [2, 3] z_1 - [1, 3] z_2 + [1, 2] z_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Второй шаг. Второй шаг заключается в разложении отношений треугольников в ряд по степеням интервалов времени. Это дается интегрированием уравнений (7), разложенных в ряды по степеням интервалов времени, и затем подстановкой результатов для $t = t_1, t_2, t_3$ в коэффициенты (18) или (19). Поскольку ряды основаны на уравнениях (7), то наложено условие, что C движется около S согласно закону тяготения. Чтобы не затягивать рассуждения (подробности см. § 127), дадим сразу результаты. Для упрощения письма положим:

$$\left. \begin{aligned} k(t_2 - t_1) &= \theta_3, \\ k(t_3 - t_0) &= \theta_1, \\ k(t_3 - t_1) &= \theta_2, \\ \theta_2 &= \theta_1 + \theta_3. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

В этом обозначении отношения площадей треугольников $[2, 3]$ и $[1, 2]$ к $[1, 3]$ таковы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{[2, 3]}{[1, 3]} &= \frac{\theta_1}{\theta_2} \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_1^2}{r^2} + \dots \right], \\ \frac{[1, 2]}{[1, 3]} &= \frac{\theta_3}{\theta_2} \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_3^2}{r^2} + \dots \right]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Третий шаг. Третий шаг состоит в разложении уравнений для определения ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 . Результаты подстановки уравнений (8) и (21) в (19) таковы:

$$\left. \begin{aligned} & \theta_1 \left[1 + \frac{1}{6} \frac{(\theta_2^2 - \theta_3^2)}{r_2^2} + \dots \right] (\lambda_1 \rho_1 - X_1) - \theta_2 (\lambda_2 \rho_2 - X_2) + \\ & + \theta_3 \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_3^2}{r_2^2} + \dots \right] (\lambda_3 \rho_3 - X) = 0, \\ & \theta_1 \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_3^2}{r_2^2} + \dots \right] (\mu_1 \rho_1 - Y_1) - \theta_2 (\mu_2 \rho_2 - Y_2) + \\ & + \theta_3 \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_3^2}{r_2^2} + \dots \right] (\mu_3 \rho_3 - Y_3) = 0, \\ & \theta_1 \left[1 + \frac{1}{6} \frac{(\theta_2^2 - \theta_3^2)}{r_2^2} + \dots \right] (\nu_1 \rho_1 - Z_1) - \theta_2 (\nu_2 \rho_2 - Z_2) + \\ & + \theta_3 \left[1 + \frac{1}{6} \frac{(\theta_2^2 - \theta_3^2)}{r_2^2} + \dots \right] (\nu_3 \rho_3 - Z_3) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Эти уравнения содержат неизвестные ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 и r_2 , из которых три первые входят линейно. Так как r_2 входит лишь умноженным на малые величины θ_1^2 , θ_2^2 или θ_3^2 , то предположим, что в первом приближении этими членами можно пренебречь, после чего ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 определяются линейными уравнениями. Однако детальное рассмотрение возникающих детерминантов показывает, что необходимо сохранить члены с r_2 даже в первом приближении.

Решение уравнений (22) относительно ρ_2 имеет форму:

$$\Delta \rho_2 = P + \frac{Q}{r_2^2}, \quad (23)$$

где Δ — детерминант, составленный из коэффициентов при ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 , а P и Q — функции известных величин $\lambda_1, \lambda_2, \dots, X_1, Y_1, \dots$.

Так как S , E и C образуют треугольник в момент t_2 , то величины ρ_2 и r_2 удовлетворяют уравнению:

$$r_2^2 = \rho_2^2 + R_2^2 - 2\rho_2 R_2 \cos \phi_2. \quad (24)$$

Решая любые два уравнения из (22) относительно ρ_1 и ρ_3 , мы получим формулы вида:

$$\left. \begin{aligned} M\rho_1 &= P_1 \rho_1 \left[1 - \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_3^2}{r_2^2} + \dots \right] + Q_1, \\ M\rho_3 &= P_3 \rho_3 \left[1 - \frac{1}{6} \frac{\theta_2^2 - \theta_3^2}{r_2^2} + \dots \right] + Q_3, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где M , P_1 , P_3 суть функции известных величин, Q_1 и Q_3 содержат как неизвестное лишь r .

Четвертый шаг. Четвертый шаг состоит в определении ρ_1 и ρ_3 . Величины ρ_2 и r_2 находятся сначала решением уравнений (23) и (24), что в точности таково же, как третий шаг метода Лапласа, а затем ρ_1 и ρ_3 даются уравнениями (25).

Пятый шаг. Пятый шаг состоит в определении элементов из известных положений S в моменты t_1 и t_2 . Эти два положения и положение S без дальнейшего труда определяют плоскость орбиты. Гаусс решил задачу определения оставшихся элементов, выведя два уравнения, содержащих лишь два неизвестных. Одно уравнение выведено из отношения площадей треугольников с вершинами S и C в моменты t_1 и t_2 к площади сектора, заключенной между r_1 , r_2 и дугой орбиты, описанной в интервал $t_1 t_2$. Другое уравнение было выведено из уравнения Кеплера в эпохи t_1 и t_2 . Формулы сложны, но эти уравнения быстро решаются методом последовательных приближений. После того как уравнения решены, элементы определяются однозначно без всяких трудностей. Позднее были открыты методы, избегающие многих сложностей, имеющих у Гаусса.

МЕТОД ЛАПЛАСА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ

113. Определение первой и второй производных угловых координат из трех наблюдений. В описании (§ 111) этого метода определения орбит было указано, что прежде всего нужно получить первую и вторую производные угловых координат или направляющих косинусов λ , μ и ν .

Положим $k(t - t_0) = \tau$. Тогда уравнения (7) принимают вид:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = -\frac{x}{r^3}, \quad \frac{d^2y}{d\tau^2} = -\frac{y}{r^3}, \quad \frac{d^2z}{d\tau^2} = -\frac{z}{r^3}. \quad (26)$$

Пусть $x = x_0$, $y = y_0$, $z = z_0$, $\frac{dx}{d\tau} = x'_0$, $\frac{dy}{d\tau} = y'_0$, $\frac{dz}{d\tau} = z'_0$ при $\tau = 0$. Решения уравнений (26) могут быть разложены в ряды по степеням τ , сходящиеся, если значение τ не слишком велико¹⁾. Они будут иметь форму:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + x'_0 \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2x}{d\tau^2} \right)_0 \tau^2 + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{d^nx}{d\tau^n} \right)_0 \tau^n + \dots, \\ y &= y_0 + y'_0 \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2y}{d\tau^2} \right)_0 \tau^2 + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{d^ny}{d\tau^n} \right)_0 \tau^n + \dots, \\ z &= z_0 + z'_0 \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2z}{d\tau^2} \right)_0 \tau^2 + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{d^nz}{d\tau^n} \right)_0 \tau^n + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

где индекс 0 у скобок указывает, что производные взяты для $\tau = 0$. Вторые производные могут быть заменены правыми членами (26) для $\tau = 0$, третьи производные могут быть заменены первыми производными от правых частей (26) и т. д. Все производные таким образом будут выражены через x_0 , y_0 , z_0 , x'_0 , y'_0 , z'_0 .

Важно знать, для каких интервалов ряды (27) имеют практическое значение. Пределы тем меньше, чем меньше расстояние перигелия и чем больше эксцентриситет, и, кроме того, они зависят от положения тела в его орбите, при $\tau = 0$. Для малых планет, среднее расстояние которых 2,65 и эксцентриситет орбит которых не превосходит 0,4, что гораздо больше эксцентриситета большинства из них, ряды (27) всегда сходятся

¹⁾ Для определения точной области сходимости см. статью Мультона в *Astronomical Journal*, т. 23, 1903.

для интервала, меньшего 160 дней. Если орбита — парабола, перигелийное расстояние которой равно единице, то ряды (27) сходятся, если интервал времени не превышает 54 дней. Конечно, ряды не имеют практического значения во всей области сходимости. На практике в случае малых планет интервал в 90 дней почти всегда достаточно мал для обеспечения быстрой сходимости (27), а в случае орбит комет интервал в 20 дней редко бывает слишком большим.

Координаты Земли также разлагаются в ряды вида (27), и они быстро сходятся для очень длинных интервалов благодаря малому эксцентриситету земной орбиты. Отсюда из уравнений (8) следует, что ρ , λ , μ и ν могут быть разложены в степенные ряды типа (27). Область применимости этих разложений такова же, как рядов для x , y и z .

Достаточно рассмотреть ряды для λ , потому что таковые для μ и ν им симметричны. Ряды для λ для общего значения τ и τ_1 , τ_2 и τ_3 , которые соответствуют t_1 , t_2 и t_3 , таковы:

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= c_0 + c_1 \tau + c_2 \tau^2 + \dots, \\ \lambda_1 &= c_0 + c_1 \tau_1 + c_2 \tau_1^2 + \dots, \\ \lambda_2 &= c_0 + c_1 \tau_2 + c_2 \tau_2^2 + \dots, \\ \lambda_3 &= c_0 + c_1 \tau_3 + c_2 \tau_3^2 + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где c_0 , c_1 , c_2 , ... — постоянные. Если эти уравнения оборваны после членов второй степени, то коэффициенты c_0 , c_1 и c_2 определяются через наблюдаемые величины λ_1 , λ_2 и λ_3 и интервалы времени τ_1 , τ и τ_3 . Если имеется большое число наблюдений, то можно определить больше коэффициентов; число их равно числу наблюдений.

Простейший способ выражения λ через τ с известными коэффициентами состоит в исключении c_0 , c_1 и c_2 из (28), что дает:

$$\begin{vmatrix} \lambda & 1 & \tau & \tau^2 \\ \lambda_1 & 1 & \tau_1 & \tau_1^2 \\ \lambda_2 & 1 & \tau_2 & \tau_2^2 \\ \lambda_3 & 1 & \tau_3 & \tau_3^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (29)$$

Разложение этого детерминанта по элементам первого столбца дает:

$$A_0 \lambda - A_1 \lambda_1 + A_2 \lambda_2 - A_3 \lambda_3 = 0, \quad (30)$$

где

$$A_0 = \begin{vmatrix} 1 & \tau_1 & \tau_1^2 \\ 1 & \tau_2 & \tau_2^2 \\ 1 & \tau_3 & \tau_3^2 \end{vmatrix} = -(\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)$$

и где A_1 , A_2 и A_3 получаются из A_0 перестановкой соответственно τ с τ_1 , τ_2 и τ_3 соответственно. Детерминант A_0 отличен от нуля, если τ_1 , τ_2 и τ_3 различны. Теперь уравнение (30) может быть написано в виде:

$$\lambda = \frac{(\tau - \tau_2)(\tau - \tau_3)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} \lambda_1 + \frac{(\tau - \tau_3)(\tau - \tau_1)}{(\tau_2 - \tau_3)(\tau_2 - \tau_1)} \lambda_2 + \frac{(\tau - \tau_1)(\tau - \tau_2)}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \lambda_3. \quad (31)$$

Из уравнения (31)¹⁾ следует, что это уравнение дает точное значение λ при τ_1 , τ_2 и τ_3 ; для других малых значений τ оно дает λ приближенно.

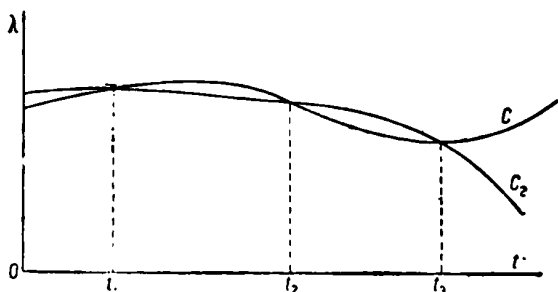


Рис. 31.

Точное значение λ дается бесконечным рядом (28) внутри области его сходимости. С геометрической стороны этот ряд определяет кривую, обозначенную на рис. 31 через C . Парабола (31) определяет другую кривую C_2 . Эти две кривые пересекаются в τ_1 , τ_2 и τ_3 , но вообще не пересекаются нигде больше. Для

малых значений τ две кривые почти совпадают, и приближенное значение λ может быть найдено из параболы вблизи начала.

Из уравнения (31) находим, что первая и вторая производные λ приближенно даются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \lambda' &= \frac{2\tau - (\tau_2 + \tau_3)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} \lambda_1 + \frac{2\tau - (\tau_3 + \tau_1)}{(\tau_2 - \tau_3)(\tau_2 - \tau_1)} \lambda_2 + \frac{2\tau - (\tau_1 + \tau_2)}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \lambda_3, \\ \lambda'' &= \frac{2}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} \lambda_1 + \frac{2}{(\tau_2 - \tau_3)(\tau_2 - \tau_1)} \lambda_2 + \frac{2}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \lambda_3. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Аналогичные выражения можно написать и для μ и ν .

114. Определение производных из более чем трех наблюдений. Чем больше имеется точных и близких между собою наблюдений, тем точнее можно определить λ для малых значений τ и тем больше можно определить ее производных. Предположим, что имеется четыре наблюдения. Тогда λ определяется многочленом третьей степени, аналогичным (31), который проводится к λ_1 , λ_2 , λ_3 и λ_4 соответственно при $\tau = \tau_1$, τ_2 , τ_3 и τ_4 . Развернутое выражение для λ таково:

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= + \frac{(\tau - \tau_2)(\tau - \tau_3)(\tau - \tau_4)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)(\tau_1 - \tau_4)} \lambda_1 + \frac{(\tau - \tau_3)(\tau - \tau_4)(\tau - \tau_1)}{(\tau_2 - \tau_3)(\tau_2 - \tau_4)(\tau_2 - \tau_1)} \lambda_2 + \\ &+ \frac{(\tau - \tau_4)(\tau - \tau_1)(\tau - \tau_2)}{(\tau_3 - \tau_4)(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \lambda_3 + \frac{(\tau - \tau_1)(\tau - \tau_2)(\tau - \tau_3)}{(\tau_4 - \tau_1)(\tau_4 - \tau_2)(\tau_4 - \tau_3)} \lambda_4, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

откуда могут быть найдены первая, вторая и третья, но не высшие производные

Отсюда видно, как поступать при любом числе наблюдений. Процесс однозначен и не слишком труден, если число наблюдений не очень велико. Число производных, которые можно определить, по крайней мере приближенно, на одно меньше числа наблюдений, но никогда не употребляется

¹⁾ Формула (31) есть не что иное, как интерполяционная формула Лагранжа. См., например, А. Н. Крылов, Методы приближенных вычислений *Прим. ред.*

производная выше третьего порядка. Если наблюдения простираются на длинный период так, что сходимость ряда (28) прекращается или становится медленной для больших значений τ , то необходимо некоторые из них опустить. Обычно благодаря ошибкам наблюдений четыре или пять наблюдений дадут λ и ее две первые производные с такой же точностью, как и большее число наблюдений.

115. Приближения в определении значений λ , μ , ν и их производных. В приложениях важно знать характер сделанных приближений и все ли нужные величины определены с одинаковой степенью точности. Очевидно, что на эти вопросы не может быть дано точного числового ответа, потому что рассматриваемые орбиты не определены. Но было отмечено, что значения τ не должны быть слишком большими для сходимости рядов (28). Следовательно, значения τ для моментов наблюдений можно рассматривать как малые величины, и мерой приближения служат главные отброшенные члены с низшими степенями τ . Это придает определенность порядку приближения, и опыт показывает, что это является удовлетворительной мерой точности результатов, когда интервалы времени взяты в пределах, упомянутых в § 113.

Сначала предположим, что имеются лишь три наблюдения. Приближения в определении λ и ее производных возникают вследствие пренебрежения высшими членами уравнений (28). Коэффициенты c_0 , c_1 и c_2 определяются из формул:

$$\left. \begin{aligned} c_0 + c_1 \tau_1 + c_2 \tau_1^2 &= \lambda_1 - c_3 \tau_1^3 - c_4 \tau_1^4 - \dots, \\ c_0 + c_1 \tau_2 + c_2 \tau_2^2 &= \lambda_2 - c_3 \tau_2^3 - c_4 \tau_2^4 - \dots, \\ c_0 + c_1 \tau_3 + c_2 \tau_3^2 &= \lambda_3 - c_3 \tau_3^3 - c_4 \tau_3^4 - \dots \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Ошибки низших степеней в τ_j происходят вследствие пренебрежения членами в правых частях, которые умножены на неизвестную постоянную c_3 . Обозначим ошибки через Δc_0 , Δc_1 и Δc_2 . Тогда:

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} 1, & \tau_1, & \tau_1^2 \\ 1, & \tau_2, & \tau_2^2 \\ 1, & \tau_3, & \tau_3^2 \end{vmatrix} \Delta c_0 &= - \begin{vmatrix} c_3 \tau_1^3 + c_4 \tau_1^4 + \dots, & \tau_1, & \tau_1^2 \\ c_3 \tau_2^3 + c_4 \tau_2^4 + \dots, & \tau_2, & \tau_2^2 \\ c_3 \tau_3^3 + c_4 \tau_3^4 + \dots, & \tau_3, & \tau_3^2 \end{vmatrix} = \\ &= -c_3 \begin{vmatrix} \tau_1^3, & \tau_1, & \tau_1^2 \\ \tau_2^3, & \tau_2, & \tau_2^2 \\ \tau_3^3, & \tau_3, & \tau_3^2 \end{vmatrix} - c_4 \begin{vmatrix} \tau_1^4, & \tau_1, & \tau_1^2 \\ \tau_2^4, & \tau_2, & \tau_2^2 \\ \tau_3^4, & \tau_3, & \tau_3^2 \end{vmatrix} - \dots, \end{aligned}$$

аналогичные выражения получим для Δc_1 и Δc_2 . Эти детерминанты легко вычисляются при помощи элементарных правил для упрощения детерминантов, и мы находим:

$$\left. \begin{aligned} \Delta c_0 &= -c_3 \tau_1 \tau_2 \tau_3 - c_4 \tau_1 \tau_2 \tau_3 (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3) + \dots, \\ \Delta c_1 &= +c_3 (\tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_3 + \tau_2 \tau_3) + c_4 (\tau_1 + \tau_2)(\tau_2 + \tau_3)(\tau_3 + \tau_1) + \dots, \\ \Delta c_2 &= -c_3 (\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2 + \tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_3 + \tau_2 \tau_3) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Из этих уравнений следует, что c_0 , c_1 и c_2 определены с точностью до членов третьего, второго и первого порядка соответственно.

Теперь рассмотрим первое уравнение из (28). Так как c_1 умножено на τ и c_2 на τ^2 , то каждый из первых трех членов в ряде для λ определен до третьего порядка в τ . Беря первую и вторую производные, видим, что λ' и λ'' определены соответственно до второго и первого порядков. Следовательно, λ вообще определяется первыми членами из (28) более точно, чем ее первая производная, а ее первая производная — точнее второй производной. Эта надо помнить в приложениях.

116. Выбор начала времени. До сих пор начало времени не было определено, за исключением предположения, что оно близко к датам наблюдений, так что τ_1 , τ_2 и τ_3 малы. Любая эпоха t_0 , удовлетворяющая этому условию, может быть использована как начало, и сразу возникает задача — определить выбор эпохи наиболее удобным образом.

За начало времени всегда принимается момент второго наблюдения, т. е. $t_0 = t_2$, и поэтому $\tau_2 = 0$. Значение λ точно известно при $\tau = \tau_2 = 0$, а производная от λ при $t = t_2$:

$$\lambda'_2 = c_1 - 2c_2 \tau_1 + \dots = c_1,$$

которая подвержена ошибке Δc_1 , равной согласно (35) в этом случае $c_3 \tau_2 \tau_1$. Подобным образом ошибка в λ''_2 равна:

$$\Delta c_2 = -c_3 [\tau_1 + \tau_3].$$

Ошибка в λ'_2 второго порядка, в то время как ошибка в λ'_2 первого порядка. Вообще ошибка первого порядка серьезнее ошибки второго порядка. Но надо заметить, что когда $t_0 = t_2$, то величины τ_1 и τ_2 имеют противоположные знаки, и если интервалы между последовательными наблюдениями равны, то $\tau_1 + \tau_2 = 0$ и ошибка в λ'_2 тоже второго порядка. Следовательно, при $t_0 = t_2$ выгодно иметь последовательные наблюдения, разделенные между собой возможно близкими интервалами времени. Но неблагоприятная погода и другие обстоятельства обычно являются причинами неравномерного распределения наблюдений.

Предположим, что за начало времени взята эпоха первого наблюдения. Величина λ_1 точно известна. Ошибка в λ'_1 равна $\Delta c_1 = c_3 \tau_2 \tau_3$, которая, как и прежде, второго порядка, но по числовой величине приблизительно в два раза больше, чем в λ'_2 , потому что τ_2 теперь в k раз больше всего интервала между первым и третьим наблюдениями. Ошибка в λ''_1 равна $\Delta c_2 = -c_3 (\tau_2 + \tau_3)$, что гораздо больше, чем раньше, потому что τ_2 теперь зависит от всего интервала, занятого наблюдениями, и потому что τ_2 и τ_3 в этом случае оба положительны. Отсюда следует, что за начало времени неудобно принимать время первого наблюдения, и из подобных же соображений надо отвергнуть эпоху третьего наблюдения.

Теперь возникает вопрос, что надо взять за начало времени, если эпоха второго наблюдения не находится посередине между двумя другими наблюдениями. Так как обычно ошибка в λ лишь третьего порядка, а ошибка в λ' лишь второго, в то время как λ'' содержит ошибку первого порядка, ясно, что начало времени должно быть выбрано по возможности

так, чтобы уничтожить ошибку первого порядка. Из второго уравнения (35) следует, что этот результат будет получен, если

$$\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = k(t_1 - t_0) + k(t_2 - t_0) + k(t_3 - t_0) = 0,$$

откуда

$$t_0 = \frac{1}{3} (t_1 + t_2 + t_3). \quad (36)$$

Поэтому лучший выбор начала времени дается вторым уравнением (36), и это значение t_0 становится моментом второго наблюдения, если последовательные наблюдения одинаково удалены одно от другого. При таком выборе t_0 ошибки в λ' и λ'' второго порядка, между тем как λ известна с точностью до третьего порядка.

117. Приближения в случае четырех наблюдений. Когда имеются четыре наблюдения, то уравнения, соответствующие последним трем из (28), таковы:

$$\left. \begin{aligned} c_0 + c_1 \tau_1 + c_2 \tau_1^2 + c_3 \tau_1^3 &= \lambda_1 - c_4 \tau_1^4 + \dots, \\ c_0 + c_1 \tau_2 + c_2 \tau_2^2 + c_3 \tau_2^3 &= \lambda_2 - c_4 \tau_2^4 + \dots, \\ c_0 + c_1 \tau_3 + c_2 \tau_3^2 + c_3 \tau_3^3 &= \lambda_3 - c_4 \tau_3^4 + \dots, \\ c_0 + c_1 \tau_4 + c_2 \tau_4^2 + c_3 \tau_4^3 &= \lambda_4 - c_4 \tau_4^4 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Детерминат, составленный из коэффициентов при c_0 , c_1 , c_2 и c_3 , равен:

$$\delta = \begin{vmatrix} 1, & \tau_1, & \tau_1^2, & \tau_1^3 \\ 1, & \tau_2, & \tau_2^2, & \tau_2^3 \\ 1, & \tau_3, & \tau_3^2, & \tau_3^3 \\ 1, & \tau_4, & \tau_4^2, & \tau_4^3 \end{vmatrix} = (\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_1)(\tau_4 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_4 - \tau_2)(\tau_4 - \tau_3),$$

что не равно нулю, так как даты наблюдений различны.

Ошибки низшего порядка в c_0 , c_1 , c_2 и c_3 определяются из уравнений (37); если известны только первые члены правой части, то они содержат множителем c_4 . Обозначим эти ошибки через Δc_0 , Δc_1 , Δc_2 и Δc_3 ; требуется определить их порядок относительно τ_j . Выражение для Δc_0 таково:

$$\Delta c_0 = -\frac{c_4}{\delta} \begin{vmatrix} \tau_1^4, & \tau_1, & \tau_1^2, & \tau_1^3 \\ \tau_2^4, & \tau_2, & \tau_2^2, & \tau_2^3 \\ \tau_3^4, & \tau_3, & \tau_3^2, & \tau_3^3 \\ \tau_4^4, & \tau_4, & \tau_4^2, & \tau_4^3 \end{vmatrix}$$

Вынося за знак детерминанта общие множители τ_1 , τ_2 , τ_3 и τ_4 и переставляя столбцы, мы сделаем его равным δ . Следовательно:

$$\Delta c_0 = +c_4 \tau_1 \tau_2 \tau_3 \tau_4. \quad (38)$$

Выражение для Δc_1 таково:

$$\Delta c_1 = -\frac{c_1}{\delta} \begin{vmatrix} 1, & \tau_1^4, & \tau_1^2, & \tau_1^3 \\ 1, & \tau_2^4, & \tau_2^2, & \tau_2^3 \\ 1, & \tau_3^4, & \tau_3^2, & \tau_3^3 \\ 1, & \tau_4^4, & \tau_4^2, & \tau_4^3 \end{vmatrix}.$$

Если в этом детерминанте τ_2 приравнять к τ_1 , то он исчезнет, потому что тогда две строчки становятся тождественными. Поэтому он делится на $\tau_2 - \tau_1$. Подобным же образом он делится на $\tau_3 - \tau_1$, $\tau_4 - \tau_1$, $\tau_3 - \tau_2$, $\tau_4 - \tau_2$ и $\tau_4 - \tau_3$; это значит, что он делится на δ . Все элементы каждого столбца одинаковой степени, и так как каждый член разложения детерминанта имеет множитель из каждого столбца, то члены разложения все одинаковой степени. Этот детерминант девятой степени, так как такова сумма степеней его столбцов. Таким образом Δc_1 третьей степени, потому что δ шестой степени. Кроме того, он симметричен относительно $\tau_1, \dots, \tau_4$, потому что как δ , так и детерминант в числителе симметричны относительно этих величин. Каждый член разложения содержит τ_j лишь в первой степени, потому что τ_j встречается в детерминанте, стоящем в числителе самое большое в четвертой степени и δ — в третьей степени. Числовой коэффициент каждого члена в разложении тот же благодаря симметрии и может быть определен из рассмотрения одного члена. Из рассмотрения произведения главной диагонали элементов находим, что он равен $+1$. Аналогичные рассуждения могут быть сделаны для Δc_2 и Δc_3 , и таким путем найдем, что:

$$\left. \begin{aligned} \Delta c_1 &= -c_1 [\tau_1 \tau_2 \tau_3 + \tau_1 \tau_3 \tau_4 + \tau_3 \tau_4 \tau_1 + \tau_4 \tau_1 \tau_2], \\ \Delta c_2 &= +c_2 [\tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_3 + \tau_1 \tau_4 + \tau_2 \tau_3 + \tau_2 \tau_4 + \tau_3 \tau_4], \\ \Delta c_3 &= -c_3 [\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4]. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Из уравнений (38) и (39) следует, что если имеется четыре наблюдения, то $\lambda, \lambda', \lambda''$ и λ''' определены до малых величин соответственно четвертого, третьего, второго и первого порядков. Обычно λ''' не требуется, хотя его употребляют, когда решение двойное, для определения, которое из двух решений соответствует физической проблеме. В последнем случае выгодно обратить Δc_3 в нуль, определяя t_0 так, чтобы

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4 &= 0, \\ t_0 &= \frac{1}{4} (t_1 + t_2 + t_3 + t_4). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Если решение задачи приведено в зависимость только от λ, λ' и λ'' , то выгоднее выбрать t_0 так, чтобы Δc_2 исчезло, потому что тогда определяются все величины вплоть до третьего порядка. Эти условия таковы:

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_3 + \tau_1 \tau_4 + \tau_2 \tau_3 + \tau_2 \tau_4 + \tau_3 \tau_4 &= 0, \\ 6t_0^2 - 3(t_1 + t_2 + t_3 + t_4)t_0 + t_1 t_2 + t_1 t_3 + t_1 t_4 + t_2 t_3 + t_2 t_4 + t_3 t_4 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Значения t_0 , определенные этим квадратным уравнением, не имеют практического значения, если они не действительны. Дискриминант квадратного уравнения есть:

$$\begin{aligned} 9(t_1 + t_2 + t_3 + t_4)^2 - 24(t_1t_2 + t_1t_3 + t_1t_4 + t_2t_3 + t_2t_4 + t_3t_4) = \\ = H = 3(t_1 - t_2)^2 + 3(t_1 - t_3)^2 + 3(t_1 - t_4)^2 + \\ + 3(t_2 - t_3)^2 + 3(t_2 - t_4)^2 + 3(t_3 - t_4)^2 > 0. \end{aligned}$$

Поэтому решения всегда действительны и различны:

$$t_0 = \frac{3(t_1 + t_2 + t_3 + t_4) \pm \sqrt{H}}{12}. \quad (42)$$

Чтобы получить конкретное понятие о характере результатов, предположим, что интервалы между последовательными наблюдениями равны T . Тогда уравнение (42) дает:

$$t_0 = \frac{1}{4}(t_1 + t_2 + t_3 + t_4) \pm \frac{1}{6}\sqrt{15}T. \quad (43)$$

Первый член правой части есть средняя эпоха наблюдений, а два значения t_0 находятся на расстоянии $\frac{1}{6}\sqrt{15}T$ по обе стороны этого момента.

Так как интервал между главной эпохой и t_2 и t_3 равен $\frac{1}{2}T$, то следует, что t_0 находится между t_1 и t_2 и отстоит на $(\frac{1}{6}\sqrt{15} - \frac{1}{2})T \approx \frac{1}{6}T$ от t_1 или расположен симметрично между t_3 и t_4 . На практике самое удобное выбрать $t_0 = t_2$ или $t_0 = t_3$, потому что тогда λ дается точно, коэффициенты (33) наиболее просты, и (41) почти удовлетворено.

При пяти или более наблюдениях рассуждают подобным образом. Для каждого добавочного наблюдения можно определить один добавочный коэффициент в рядах (28), а те, что были определены раньше, становятся известными на один порядок выше в τ_j . В каждом случае один добавочный порядок точности в определении λ'' может быть получен подходящим выбором t_0 , но проще всего, чтобы t_0 равнялось дате наблюдения, наиболее близкой к средней эпохе всех наблюдений.

118. Основные уравнения. Основными уравнениями метода Лапласа являются уравнения (10), где λ , μ , ν , λ' , μ' , ν' , λ'' , μ'' , ν'' даются уравнениями (31) и (32) и соответствующими уравнениями относительно μ и ν . Решая уравнения (10) относительно ρ , ρ' и ρ'' , мы получим:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{D_1}{D} \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right], \\ \rho' &= \frac{D_2}{2D} \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right], \\ \rho'' &= \frac{1}{D} \left[D_3 - \frac{D_1}{r^3} \right] \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right], \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

где

$$\left. \begin{aligned} D &= + \begin{vmatrix} \lambda, \lambda', \lambda'' \\ \mu, \mu', \mu'' \\ \nu, \nu', \nu'' \end{vmatrix}, & D_1 &= - \begin{vmatrix} \lambda, \lambda', X \\ \mu, \mu', Y \\ \nu, \nu', Z \end{vmatrix}, \\ D_2 &= - \begin{vmatrix} \lambda, X, \lambda'' \\ \mu, Y, \mu'' \\ \nu, Z, \nu'' \end{vmatrix}, & D_3 &= - \begin{vmatrix} X, \lambda', \lambda'' \\ Y, \mu', \mu'' \\ Z, \nu', \nu'' \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Эти детерминанты подвержены малым ошибкам благодаря тому, что в уравнениях (28) были отброшены высшие члены. После того как ρ и ρ' приближенно определены, можно сделать поправки за эти опущения. Детерминанты также подвержены малым ошибкам, потому что они были выведены в предположении, что наблюдения сделаны из центра Земли вместо одной или нескольких точек на ее поверхности. После того как мы определили приближенное расстояние, наблюдения могут быть исправлены за влияние положения наблюдателя на поверхности Земли.

119. Уравнения для определения r и φ . Рассмотрим треугольник, образованный S , E и C (рис. 32). Пусть ϕ обозначает угол при E , а ψ — угол при C . Тогда мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} R \cos \phi &= X\lambda + Y\mu + Z\nu, \\ \rho &= R \frac{\sin(\phi + \psi)}{\sin \psi}, \\ r &= R \frac{\sin \phi}{\sin \psi}. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Подставив (46) в первое уравнение (44), получим:

$$\lambda \sin \phi \cos \varphi + \left[R \cos \phi - \frac{D_1}{DR^2} \right] \sin \varphi = \frac{-D_1}{DR^2 \sin^2 \phi} \sin^2 \varphi.$$

Чтобы упростить это выражение, положим:

$$\left. \begin{aligned} N \sin m &= R \sin \phi \\ N \cos m &= R \cos \phi - \frac{D_1}{DR^2}, \\ M &= -\frac{NDR^2 \sin^2 \phi}{D_1}, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

где знак N выбирается так, чтобы M было положительным. С этим определением знака N первые два уравнения (47) однозначно определяют N и m , и уравнение относительно φ принимает простой вид:

$$\sin^2 \varphi = M \sin^2 (\varphi + m). \quad (48)$$

Величины M и m известны и M положительно.

Теперь исследуем уравнение (48). Так как $\rho = 0$, $r = R$ есть решение задачи, то из уравнения (48) следует, что $\varphi = \pi - \psi$ есть решение (48). Это решение относится к положению наблюдателя, и его надо отбросить. Из рис. 32 следует, что φ должно удовлетворять неравенству:

$$\varphi < \pi - \psi. \quad (49)$$

Решение уравнения (48) можно найти, определяя точку пересечения кривых, определенных уравнениями:

$$y_1 = \sin^2 \varphi, \quad y_2 = M \sin(\varphi + m). \quad (50)$$

Если m близко к нулю и отрицательно и M несколько меньше единицы, то эти кривые имеют вид, показанный на рис. 33.

Рассмотрим сначала случай когда $\frac{D_1}{D}$ положительно. Так как и ρ и r должны быть положительны, то из первого уравнения (44) следует, что

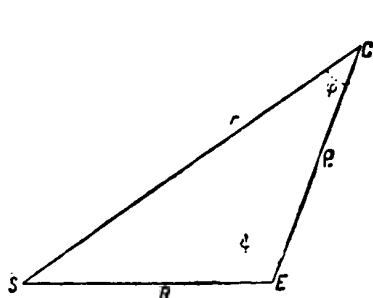


Рис. 32.

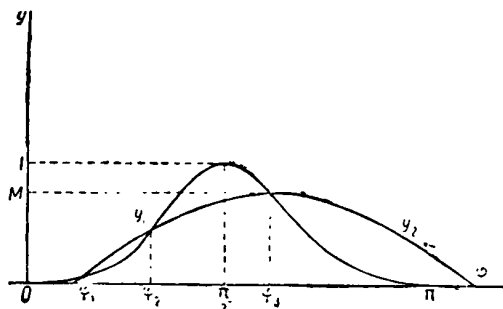


Рис. 33.

в этом случае $r > R$. Так как ψ меньше 180° , то из (47) следует, что N отрицательно и что m находится в третьем или четвертом квадранте.

Если m находится в четвертом квадранте, то восходящая ветвь кривой y_2 пересекает ось φ в первом квадранте, а если $M < 1$, то расположение кривых соответствует рис. 33. При m близком к 180° имеется три решения φ_1 , φ_2 и φ_3 , одно из которых $\pi - \psi$ принадлежит положению наблюдателя. Если $\varphi_4 = \pi - \psi$, то и φ_1 и φ_2 удовлетворяют всем условиям задачи, и без дополнительных сведений нельзя определить, которое принадлежит орбите наблюдаемого тела. Однако может случиться, что φ_1 даст такие большие значения r и φ , что из соображений наблюдательской практики будет очевидно, что тело невидимо; в этом случае очевидно, что φ_2 , которое дает меньшее r , принадлежит к физической задаче. Если $\varphi_2 = \pi - \psi$, то из (49) следует, что φ_1 относится к задаче. Случай $\varphi_1 = \pi - \psi$ не может встретиться, потому что тогда физическая задача не могла бы иметь решения. Если для постоянного M восходящая ветвь кривой y_2 движется вправо, то корни φ_1 и φ_2 приближаются к совпадению между собой, а если она движется еще дальше вправо,

то действительным остается одно φ_3 . Этот случай, соответствующий m , удаленному от 180° в четвертом или в третьем квадранте, не может возникнуть, так как тогда задача не имела бы решения. Поэтому, если $\frac{D_1}{D}$ положительно, то $r > R$, m находится в четвертом квадранте и имеют я одно или два возможных решения для физической задачи в зависимости от того, φ_2 или φ_3 равняется $\pi - \psi$.

Теперь предположим, что $\frac{D_1}{D}$ отрицательно. В этом случае $r < R$, и m находится в первом или втором квадранте. Если m находится в первом квадранте, то нисходящая ветвь кривой y_2 пересекает ось φ во втором квадранте, и для малого m и $M < 1$ соотношения таковы, как показано на рис. 34. В этом случае решение задачи единственное или двойное в зависимости от того, φ_2 или φ_3 равняется $\pi - \psi$. Если m находится во втором квадранте, то нисходящая ветвь кривой y_2 пересекает ось φ в первом квадранте, φ_2 и φ_3 недействительны, и задача не имеет решения. Поэтому, если $\frac{D_1}{D}$ отрицательно, тогда

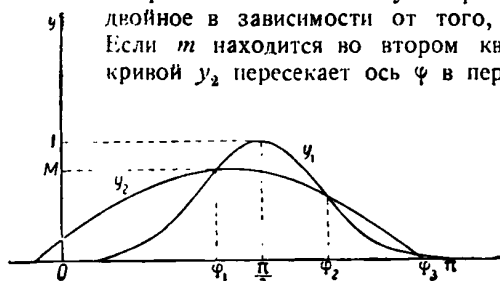


Рис. 34.

$r < R$, m находится в первом квадранте и имеются одно или два возможных решения физической задачи в зависимости от того, φ_2 или φ_3 равно $\pi - \psi$.

120. Условия для единственности решения. Решение физической задачи единственно, независимо от того, положительно или отрицательно $\frac{D_1}{D}$, если $\varphi = \pi - \psi$, в противном случае оно двойное. Предположим, что $\varphi = \pi - \psi + \epsilon$, где ϵ — малое положительное число. Из рис. 33 видно, что если, при положительном $\frac{D_1}{D}$, $\varphi_2 = \pi - \psi$, то разность $y_1 - y_2$ положительна для $\varphi = \varphi_2 + \epsilon$, и когда $\frac{D_1}{D}$ отрицательно, то $y_1 - y_2$ отрицательно для $\varphi = \varphi_2 + \epsilon = \pi - \psi + \epsilon$.

Из уравнений (50) следует, что y_1 и y_2 могут быть разложены в ряды по степеням ϵ , если $\varphi = \pi - \psi + \epsilon$. Первые два члена разности таковы:

$$y_1 - y_2 = [\sin^4(\pi - \psi) - M \sin(\pi - \psi + m)] + \\ + [4 \sin^3(\pi - \psi) \cos(\pi - \psi) - M \cos(\pi - \psi + m)] \epsilon + \dots \quad (51)$$

Член, независимый от ϵ , равен нулю, потому что $\varphi = \pi - \psi$ является решением уравнения (47). Преобразуя коэффициент при ϵ с помощью уравнений (47) и (48), мы получим:

$$y_1 - y_2 = \frac{MR}{N} \left[1 + \frac{3D_1}{DR^4} \cos \psi \right] \epsilon + \dots$$

Поэтому условие единственности физической задачи напишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{N} \left[1 + \frac{3D_1}{DR^1} \cos \psi \right] &> 0, \text{ если } \frac{D_1}{D} > 0, \\ \frac{1}{N} \left[1 + \frac{3D_1}{DR^1} \cos \psi \right] &< 0, \text{ если } \frac{D_1}{D} < 0. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

Левая часть неравенства вполне определяется наблюдениями, и, следовательно, не решая уравнения (48), можно определить, является ли решение задачи единственным или двойным.

Предельным случаем неравенств (52) является равенство:

$$1 + \frac{3D_1}{DR^1} \cos \psi = 0. \quad (53)$$

Исключая $\cos \psi$ и $\frac{D_1}{D}$, при помощи первых уравнений (44) и (46) находим:

$$\rho^2 = r^2 + \frac{2}{3} \frac{R^2}{r^2} - \frac{5}{3} R^2. \quad (54)$$

Наименьшее значение правой части этого уравнения, рассматриваемой как функция от r , равно нулю, поэтому для каждого значения r имеется единственное положительное значение ρ . Все точки, определенные парами значений r и ρ , удовлетворяющими (54), находятся на границе области, в которой удовлетворяются неравенства (52). Эти граничные поверхности, очевидно, являющиеся поверхностями вращения вокруг линии, соединяющей Землю и Солнце. Сечение этих поверхностей плоскостью, проходящей через линию SE , показано на рис. 35¹⁾.

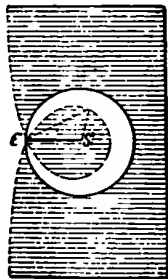


Рис. 35.

Поверхности, определенные уравнением (54), делят пространство на четыре части, две из которых на рисунке заштрихованы, а две оставлены белыми. Левая часть неравенства (52) имеет один и тот же знак повсюду, в каждой из этих областей и меняет знак, когда граничная поверхность пересекается в какой-либо обыкновенной точке. Это частный случай общего предложения, которое докажем.

Предположим, что x_0, y_0, z_0 — обыкновенная точка поверхности, определенной уравнением $F(x, y, z) = 0$. Рассмотрим значение F в точке с координатами $x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z$, где $\Delta x, \Delta y$ и Δz малы. Значение функции в этой точке равно:

$$F(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z) = F(x_0, y_0, z_0) + \frac{\partial F}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial F}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial F}{\partial z} \Delta z + \dots$$

Первый член правой части этого уравнения равен нулю, поэтому что точка x_0, y_0, z_0 лежит на поверхности. Теперь предположим, что точка

¹⁾ Этот рисунок впервые был дан Ш а р л ь е, Meddelande från Lunds Observatorium, № 45.

$x_0 + \Delta x, \dots$ находится на перпендикуляре к поверхности, в точке x_0, y_0, z_0 . Тогда:

$$\Delta x = \frac{p \frac{\partial F}{\partial x}}{\sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2}},$$

$$\Delta y = \frac{p \frac{\partial F}{\partial y}}{\sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2}},$$

$$\Delta z = \frac{p \frac{\partial F}{\partial z}}{\sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2}},$$

где p — расстояние от x_0, y_0, z_0 до $x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z$, так как множители, на которые помножено p , являются направляющими косинусами нормали к поверхности. По одну сторону от поверхности p положительно, а по другую оно отрицательно. Выражение для значения функции F в точке $x_0 + \Delta x, \dots$ принимает вид:

$$F(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z) = p \left[\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + p^2 [\dots] + \dots$$

При очень малом p знак функции определяется знаком первого члена правой части, коэффициент которого не равен нулю. Так как согласно предположению x_0, y_0, z_0 является обыкновенной точкой поверхности, то не все первые частные производные от F равны нулю и, следовательно, знак функции меняется с изменением знака p . Это значит, что функция меняет знак, когда пересекается поверхность, на которой она равна нулю, и она не меняет знака ни в какой другой конечной точке, потому что функция непрерывна.

Чтобы найти, в какой из четырех областей рис. 35 решение единственно и в какой двойное, рассмотрим точку на линии SE слева от E . В такой точке $r = \rho + R$, $\phi = \pi$, и, следовательно:

$$1 - \frac{3D_1}{DR^3} \cos \phi = 1 - \frac{3D_1}{DR^3} = 1 - \frac{3(\rho + R)^3}{R[\rho^3 + 3\rho R + 3R^2]};$$

что явно отрицательно для очень большого ρ . Так как в этом случае $r > R$, то следует, что $\frac{D_1}{D} > 0$, $N < 0$, в этом случае имеет место первое неравенство (52). Так как неравенство удовлетворено, то решение задачи единственно, если наблюдаемое тело находится в незаштрихованной области слева от E . Если поверхность пересекается в большей из заштрихованных областей в точке, для которой $r > R$, то функция меняет знак, в то время как знак N не изменяется. Тогда первое неравенство (52)

не удовлетворяется, и физическая задача имеет двойное решение. В этой области функция (53) положительна, а N отрицательно. Если поверхность пересекается в меньшей из незаштрихованных областей, то функция (53) становится отрицательной, а N положительным, и второе неравенство (52), о котором идет речь, удовлетворяется. Поэтому решение единственно в этой незаштрихованной области.

Подобным же образом доказывается, что оно двойное в меньшей из заштрихованных областей.

121. Употребление четвертого наблюдения в случае двойного решения. Предположим, что $\varphi_3 = \pi - \psi$, так что имеется два решения (48), которые соответствуют условиям физической задачи. Одним из методов для определения, какое решение действительно принадлежит физической задаче в случае, если имеются четыре наблюдения, очевидно, является разложение (48), употребляя четвертое наблюдение вместо одного из первоначальных трех. Обычно это приводит к единственному решению.

Более хороший метод решения этого двойственного случая может быть выведен из уравнений (44). Исключая r из второго и третьего уравнений (44) при помощи первого, получаем:

$$\rho' = \frac{D_1}{2D_1} \rho = P\rho, \quad P = \frac{D_2}{2D_1},$$

$$\rho'' = \frac{P}{D_1} \left[D_3 - \frac{D_1}{R^3} + D_2 \right].$$

Производная первого из этих уравнений такова:

$$\rho'' = P'\rho + P\rho' = (P' + P^2)\rho$$

и приравненное к правой части второго уравнения дает:

$$D_3 - \frac{D_1}{R^3} + D_2 = D_1 (P' + P^2). \quad (55)$$

Так как это уравнение линейно, то ρ определяется однозначно, если D не равно нулю. Детерминант D будет рассмотрен в § 124. Уравнение (55) должно базироваться не менее чем на четырех наблюдениях, потому что P' включает λ''' , μ''' и λ'' , которые не могут быть определены даже приближенно из трех наблюдений.

122. Пределы m и M . В действительной задаче определения орбиты постоянные m и M подчинены условию, что уравнение (48) должно иметь три действительных корня между 0 и π . Пределы, налагаемые этим условием, могут быть определены из условий, что уравнение должно иметь двойные корни; предположим, например, что M постоянно, а m изменяется. В первом случае, представленном на рис. 33, имеется три действительных решения (48), пока при движении кривой y_2 вправо φ_1 и φ_2 не сравняются, а во втором случае, представленном на рис. 34, имеется три действительных решения (48), пока при движении кривой y_2 влево φ_2 и φ_3 не сравняются. Эти два случая по существу одинаковы, потому

что φ_1 в первом случае точно соответствует φ_3 во втором. Подобным образом если m остается неизменными и M , начиная от малого значения, увеличивается, то имеется три действительных решения (56), пока или φ_2 и φ_3 или φ_1 и φ_2 соответственно в первом и во втором случаях не станут равными. Когда пройдены пределы, для которых два значения φ , удовлетворяющие (48), равны, то имеется лишь одно действительное решение между 0 и π .

Условия, чтобы (48) имело двойной корень, таковы:

$$\left. \begin{aligned} \sin^4 \varphi &= M \sin(\varphi + m), \\ 4 \sin^3 \varphi \cos \varphi &= M \cos(\varphi + m). \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Деля первое уравнение на второе и определяя $\operatorname{tg} \varphi$, имеем:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{-3 \pm \sqrt{9 - 16 \operatorname{tg}^2 m}}{2 \operatorname{tg} m}. \quad (57)$$

Отсюда следует, что m подчинено условию:

$$9 - 16 \operatorname{tg}^2 m \geq 0,$$

чтобы двойной корень был действителен. Отсюда

$$323^\circ 8' \leq m \leq 360^\circ, \quad 0 \leq m \leq 36^\circ 52'. \quad (58)$$

Первый интервал для m , принадлежащий к первому случаю, представлен на рис. 33, второй, относящийся ко второму случаю, --- на рис. 34.

Для каждого m имеется два значения φ между 0 и π , определяемых уравнением (57).

В первом случае $\operatorname{tg} m$ отрицателен, $\operatorname{tg} \varphi$ положителен независимо от того, взят ли перед радикалом верхний или нижний знак, и он меньше всего, когда взят верхний знак. Поэтому значение φ , определенное уравнением (57), когда взят верхний знак, есть то, для которого на рис. 33 $\varphi_1 = \varphi_2$, и значение, определяемое нижним знаком, есть то, для которого $\varphi_2 = \varphi_3$. Если m имеет предельное значение, для которого радикал исчезает, то $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3$. Рассуждение аналогично для второго случая, в котором $\operatorname{tg} m$ положителен.

Предельные значения φ , определяемые уравнением (57), соответствующие предельным значениям m данным (58), соответственно равны:

$$\varphi = 116^\circ 34', \quad \varphi = 63^\circ 26', \quad (59)$$

и для обоих этих значений φ значение M , определяемое при помощи (56), равно $M = 1,431$. Это максимум для M , для которого (48) может иметь три действительных корня между 0 и π . Чтобы для этого значения M три корня были действительными, значение m должно быть $36^\circ 52'$ или $323^\circ 8'$, и тогда три корня равны между собой.

Рассмотрим первый случай и предположим, что m начинает возрастать от $323^{\circ}8'$ до 360° . Два значения φ , определенные уравнением (57), изменяются от $63^{\circ}26'$, причем одно уменьшается до нуля, а другое увеличивается до 90° . Два соответствующих значения M уменьшаются, начиная от 1,431, одно до нуля, а другое до единицы. Для каждого значения m между пределами (58) имеется два предела, между которыми должно лежать M , чтобы уравнение (48) имело три действительных решения. При составлении таблицы решений уравнения (48), зависящей от двух независимых параметров M и m , эти пределы должны быть приняты во внимание, чтобы по возможности сократить работу.

123. Дифференциальные поправки. Предположим, что приближенное решение уравнения (48) найдено при помощи графиков для u_1 и u_2 , или при помощи числовых проб, или из таблиц корней этого уравнения. Пусть φ_0 представляет приближенное решение, а $\varphi_0 + \Delta\varphi$ — точное решение. Требуется найти поправку $\Delta\varphi$.

Пусть:

$$\sin^4 \varphi_0 - M \sin(\varphi_0 + m) = \eta, \quad (60)$$

где η — малая величина, если φ_0 — приближенное решение (48). Если вместо φ_0 в (48) подставить $\varphi_0 + \Delta\varphi$, и результат подстановки разложить в ряд по степеням $\Delta\varphi$, то мы получим:

$$-\eta = [4 \sin^3 \varphi_0 \cos \varphi_0 - M \cos(\varphi_0 + m)] \Delta\varphi + [\dots](\Delta\varphi)^2 + \dots$$

Этот степенной ряд может быть обращен, что дает для $\Delta\varphi$ выражение в виде ряда, расположенного по степеням η . Результат таков:

$$\Delta\varphi = \frac{-\eta}{4 \sin^3 \varphi_0 \cos \varphi_0 - M \cos(\varphi_0 + m)} + [\dots]\eta^2 + \dots \quad (61)$$

Единственное исключение бывает, когда коэффициент при $\Delta\varphi$ в ряде, идущем по степеням $\Delta\varphi$, равен нулю. Этот коэффициент дается вторым уравнением (56) — условием для двойного корня. В этом случае разложение для $\Delta\varphi$ идет по степеням $\pm \sqrt{\eta}$. На практике возникает затруднение, если коэффициент $\Delta\varphi$ мал, не будучи нулем, потому что тогда φ_0 должно быть очень близко к истинному значению, прежде чем может быть применен метод дифференциальных поправок.

Высшие члены уравнения (61) можно вычислить без всяких затруднений, но они быстро становятся более сложными. На практике проще пренебречь ими и повторить процесс с последовательно улучшенными значениями φ_0 .

Можно ввести более удобный метод для вычисления дифференциальных поправок, употребляя при работе логарифмы. После того как из наблюдаемых данных вычислены m и M , приближенное решение (48) может быть определено из диаграммы. Кривая u_1 может быть точно проведена раз навсегда. Более известная синусоида, в этом случае растянутая или сжатая в вертикальном направлении множителем M , может быть прове-

дена от руки с достаточной точностью, чтобы дать возможность получить довольно приближенную оценку значения φ . Пусть это будет φ_0 . Вычислив логарифмы правой и левой частей уравнения (48), мы, конечно, найдем, что они не равны. Пусть

$$4 \lg \sin \varphi_0 - \lg M - \lg \sin (\varphi_0 + m) = \varepsilon.$$

В последовательных приближениях изменяется лишь первый и третий из этих логарифмов. Логарифмы тригонометрических функций берутся из таблиц. Пусть табличная разность для логарифма $\sin \varphi$ и $\sin (\varphi_0 + \delta\varphi)$ равна ε_1 , где $\delta\varphi$ — некоторое подходящее приращение к φ_0 , и пусть ε_2 — соответствующая табличная разность для $\sin (\varphi_0 + m)$. Эти величины выписываются из соответствующих столбцов таблиц, когда берутся логарифмы $\sin \varphi_0$ и $\sin (\varphi_0 + m)$. Тогда поправка $\Delta\varphi$ дается уравнением:

$$\Delta\varphi = \frac{\delta\varphi \cdot \varepsilon}{4\varepsilon_1 - \varepsilon_2}, \quad (62)$$

где результаты выражены в единицах, употребляемых для $\delta\varphi$. Этот метод настолько удобен на практике, что в любом случае достаточно нескольких минут для нахождения решения уравнения (48) со всей требуемой точностью. В первом приближении, когда ошибка обычно велика, для $\delta\varphi$ можно взять 1° . В позднейших приближениях $10''$ — удобное приращение, потому что табличные разности логарифмов для разностей в $10''$ даются в таблицах¹⁾.

124. Исследование детерминанта D . Детерминант D уравнения (45) входит в определение постоянных M и m , и решение становится неопределенным, если он равен нулю. Следовательно, важно найти, при каких обстоятельствах он исчезает.

Предположим, что в основе определения орбиты лежат только три наблюдения. Тогда значения λ , λ' и λ'' , входящие в D , даются уравнениями (31) и (32). Соответствующие выражения дают μ , μ' , μ'' ; ν , ν' , ν'' . После того как они подставлены в (45), детерминант D может быть разложен на произведение двух детерминантов. Для упрощения письма положим:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= \frac{(\tau - \tau_2)(\tau - \tau_3)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)}, \\ P_2 &= \frac{(\tau - \tau_1)(\tau - \tau_3)}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)}, \\ P_3 &= \frac{(\tau - \tau_1)(\tau - \tau_2)}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)}, \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

и обозначим производные этих функций относительно τ штрихами.

¹⁾ Решение уравнения (48) зависит от двух параметров M и m ; если бы был лишь один, то отношения между ним и φ можно было бы легко табулировать. Несмотря на два параметра Лейшнер (Leuschner) расширил таблицу, первоначально данную Оппольцером, из которой непосредственно с достаточной точностью можно получить решение. Это — таблица XVI в третьем издании (Бухгольца) «Теоретической астрономии» Клинкерфуса (Klinkerfuss, Theoretische Astronomie).

Тогда

$$D = \Delta_1 \Delta_2 \left. \begin{array}{l} \Delta_1 = \begin{vmatrix} P_1 & P'_1 & P''_1 \\ P_2 & P'_2 & P''_2 \\ P_3 & P'_3 & P''_3 \end{vmatrix}, \\ \Delta_2 = \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{vmatrix} \end{array} \right\} \quad (64)$$

Следовательно, D может исчезнуть только в том случае, если Δ_1 или Δ_2 равно нулю.

Покажем сначала, что Δ_1 — постоянная, отличная от нуля. Так как Δ_1 формально третьей степени относительно τ , то необходимые и достаточные условия для того, чтобы оно было независимо от τ , есть $\Delta'_1 = 0$ для всех значений τ . Производная от детерминанта равняется сумме детерминантов, полученных путем последовательных замен столбцов начального детерминанта их производными. Следовательно, Δ'_1 есть сумма трех детерминантов. Так как производная первого столбца тождественна со вторым столбцом, то первый из этих детерминантов равен нулю для всех значений τ . Так как производная второго столбца тождественна с третьим, то второй детерминант есть нуль. Производная третьего столбца равна нулю, и поэтому третий детерминант равен нулю. Отсюда Δ'_1 тождественно равно нулю, и Δ_1 постоянно. Его значение, которое легко найти для $\tau = 0$, таково:

$$\Delta_1 = \frac{2 \begin{vmatrix} \tau_2 \tau_3 & \tau_2 + \tau_3 & 1 \\ \tau_3 \tau_1 & \tau_3 + \tau_1 & 1 \\ \tau_1 \tau_2 & \tau_1 + \tau_2 & 1 \end{vmatrix}}{(\tau_1 - \tau_2)^2 (\tau_2 - \tau_3)^2 (\tau_3 - \tau_1)^2} = \frac{2}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_3 - \tau_1)}. \quad (65)$$

Этот детерминант отличен от нуля и не зависит от выбора эпохи t_0 .

Чтобы вывести Δ_2 , помножим первый, второй и третий столбцы соответственно на ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 . Тогда в обозначениях уравнений (6) детерминант Δ_2 принимает вид:

$$\rho_1 \rho_2 \rho_3 \Delta_2 = \begin{vmatrix} \xi_1 & \xi_2 & \xi_3 \\ \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \zeta_1 & \zeta_2 & \zeta_3 \end{vmatrix}.$$

Правая часть этого уравнения численно равна шестикратному объему грехгранной пирамиды, образованной Землей E и тремя положениями S . Объем этой пирамиды равен нулю лишь в том случае, если три положения S лежат в плоскости, проходящей через четвертую точку E . Тот же результат выражается проще следующим образом: *детерминант Δ_2 (а поэтому D) равен нулю лишь в том случае, если три видимые положения S , наблюдаемые из E , лежат на дуге большого кр. га.*

Из уравнений (44) следует, что если D равно нулю, то D_1 и D_2 также равны нулю, когда R не равно r . Вообще выражения для ρ и ρ' становятся неопределенными, если D равно нулю, и они плохо определяются, когда D мало. В случае, когда C движется в плоскости земной орбиты, Δ_2 и D всегда равны нулю. Но в этом случае надо определить лишь четыре элемента, а так как каждое наблюдение дает единственную координату (долготу), то требуется четыре наблюдения.

Выражение для Δ_2 может быть получено при помощи уравнений (6). После некоторых простых приведений находим:

$$\Delta_2 = \cos \delta_1 \cos \delta_2 \cos \delta_3 [\sin(\alpha_2 - \alpha_1) \operatorname{tg} \delta_3 + \sin(\alpha_3 - \alpha_1) \operatorname{tg} \delta_1 + \sin(\alpha_1 - \alpha_3) \operatorname{tg} \delta_2]. \quad (66)$$

125. Приведение детерминантов D_1 и D_2 . Выражения для D_1 и D_2 [уравнения (45)] вследствие уравнений (31) и (32) и соответствующих выражений для μ , μ' , ν и ν' принимают вид:

$$D_1 = - \begin{vmatrix} P_1 \lambda_1 + P_2 \lambda_2 + P_3 \lambda_3, & P'_1 \lambda_1 + P'_2 \lambda_2 + P'_3 \lambda_3, & X \\ P_1 \mu_1 + P_2 \mu_2 + P_3 \mu_3, & P'_1 \mu_1 + P'_2 \mu_2 + P'_3 \mu_3, & Y \\ P_1 \nu_1 + P_2 \nu_2 + P_3 \nu_3, & P'_1 \nu_1 + P'_2 \nu_2 + P'_3 \nu_3, & Z \end{vmatrix},$$

$$D_2 = + \begin{vmatrix} P_1 \lambda_1 + P_2 \lambda_2 + P_3 \lambda_3, & P''_1 \lambda_1 + P''_2 \lambda_2 + P''_3 \lambda_3, & X \\ P_1 \mu_1 + P_2 \mu_2 + P_3 \mu_3, & P''_1 \mu_1 + P''_2 \mu_2 + P''_3 \mu_3, & Y \\ P_1 \nu_1 + P_2 \nu_2 + P_3 \nu_3, & P''_1 \nu_1 + P''_2 \nu_2 + P''_3 \nu_3, & Z \end{vmatrix}.$$

Если первый столбец D_1 умножить на $\frac{P'_2}{P_3}$ и вычесть из второго столбца, то получаем:

$$- \frac{1}{P_3} \begin{vmatrix} P_\lambda, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \lambda_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \lambda_2, & X \\ P_\mu, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \mu_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \mu_2, & Y \\ P_\nu, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \nu_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \nu_2, & Z \end{vmatrix}.$$

где:

$$P_\lambda = P_1 \lambda_1 + P_2 \lambda_2 + P_3 \lambda_3$$

$$P_\mu = P_1 \mu_1 + P_2 \mu_2 + P_3 \mu_3$$

$$P_\nu = P_1 \nu_1 + P_2 \nu_2 + P_3 \nu_3.$$

Этот детерминант равен сумме двух детерминантов:

$$- \frac{1}{P_3} \begin{vmatrix} P_1 \lambda_1 + P_2 \lambda_2, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \lambda_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \lambda_2, & X \\ P_1 \mu_1 + P_2 \mu_2, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \mu_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \mu_2, & Y \\ P_1 \nu_1 + P_2 \nu_2, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \nu_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \nu_2, & Z \end{vmatrix}$$

и

$$- \begin{vmatrix} \lambda_3, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \lambda_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \lambda_2, & X \\ \mu_3, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \mu_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \mu_2, & Y \\ \nu_3, & (P'_1 P_3 - P_1 P'_3) \nu_1 + (P'_2 P_3 - P_2 P'_3) \nu_2, & Z \end{vmatrix}.$$

Члены с λ_2, μ_2, ν_2 могут быть подобным образом исключены из второго столбца первого из этих детерминантов. Тогда каждый из детерминантов является суммой двух других, и приведенное выражение для D_1 принимает вид:

$$D_1 = -(P_1 P'_2 - P'_1 P_2) \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, X \\ \mu_1, \mu_2, Y \\ \nu_1, \nu_2, Z \end{vmatrix} - \\ - (P_2 P'_3 - P'_2 P_3) \begin{vmatrix} \lambda_2, \lambda_3, X \\ \mu_2, \mu_3, Y \\ \nu_2, \nu_3, Z \end{vmatrix} - \\ - (P_3 P'_1 - P'_3 P_1) \begin{vmatrix} \lambda_3, \lambda_1, X \\ \mu_3, \mu_1, Y \\ \nu_3, \nu_1, Z \end{vmatrix}.$$

Коэффициенты этих детерминантов требуются для $\tau=0$. Из уравнений (63) находим, что

$$P_1 P'_2 - P'_1 P_2 = \frac{+\tau_2^2}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_3 - \tau_1)}, \\ P_2 P'_3 - P'_2 P_3 = \frac{+\tau_1^2}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_3 - \tau_1)}, \\ P_3 P'_1 - P'_3 P_1 = \frac{+\tau_3^2}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_3 - \tau_1)}.$$

Тогда выражение для D_1 приводится к следующему:

$$D_1 = -\frac{\tau_3^2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, X \\ \mu_1, \mu_2, Y \\ \nu_1, \nu_2, Z \end{vmatrix} - \frac{\tau_1^2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_2, \lambda_3, X \\ \mu_2, \mu_3, Y \\ \nu_2, \nu_3, Z \end{vmatrix} - \frac{\tau_2^2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_3, \lambda_1, X \\ \mu_3, \mu_1, Y \\ \nu_3, \nu_1, Z \end{vmatrix}. \quad (67)$$

$$P = (\tau_2 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)(\tau_3 - \tau_1).$$

Подобным образом выражение для D_2 приводится к виду:

$$D_2 = -\frac{2\tau_3}{P} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, X \\ \mu_1, \mu_2, Y \\ \nu_1, \nu_2, Z \end{vmatrix} + \frac{2\tau_1}{P} \begin{vmatrix} \lambda_2, \lambda_3, X \\ \mu_2, \mu_3, Y \\ \nu_2, \nu_3, Z \end{vmatrix} + \frac{2\tau_2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_3, \lambda_1, X \\ \mu_3, \mu_1, Y \\ \nu_3, \nu_1, Z \end{vmatrix}. \quad (68)$$

Каждый из детерминантов в выражениях для D_1 и D_2 может быть представлен в форме, подобной уравнению (66).

126. Поправки за абберационное время. Так как скорость света конечна, то тело C в любой момент видимо там, где оно было в некоторый предшествующий момент. Это вводит небольшую ошибку в моменты наблюдения, которую надо исправить после определения приближенных

расстояний, если требуются точные результаты. Так как скорость света очень велика, а видимые движения небесных тел вообще медленны, то для внесения поправки за конечную скорость света нет необходимости знать расстояние C с большой точностью.

Пусть E_1 , E_2 и E_3 — положения наблюдателя соответственно в моменты t_1 , t_2 и t_3 (рис. 36). Пусть наблюдаемые направления C в эти эпохи суть E_1C_1 , E_2C_2 и E_3C_3 . В течение времени, потребного для того, чтобы свет прошел от C до E , тело продвинется вперед по своей орбите в положения ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 , являющиеся истинными положениями его в эпохи t_1 , t_2 и t_3 .

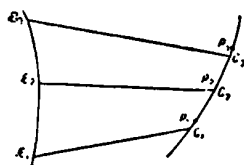


Рис. 36.

Если расстояния известны, то наблюдаемые координаты могут быть легко исправлены за эти передвижения, но это изменяет все наблюдаемые данные задачи и делает необходимым перевычисление всех детерминантов.

Второй метод, практически более удобный, состоит в исправлении моментов наблюдений. Тело C проходит через точки C_1 , C_2 и C_3 не в t_1 , t_2 и t_3 , но в эти эпохи, уменьшенные на время, требуемое светом для прохождения от C_1 , C_2 и C_3 соответственно до E_1 , E_2 и E_3 . Чтобы определить эти поправки эпохи, необходимо знать $E_1C_1 = \rho_1$, $E_2C_2 = \rho_2$, $E_3C_3 = \rho_3$. Предположим, что (48), (46) и (44) решены и что ρ и ρ' известны. Тогда значения ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 даются с достаточными для настоящей цели приближениями при помощи формул:

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= \rho + \rho' \tau_1, \\ \rho_2 &= \rho + \rho' \tau_2, \\ \rho_3 &= \rho + \rho' \tau_3. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Пусть V обозначает скорость света. Тогда эпохи, в которые C было в C_1 , C_2 и C_3 , таковы:

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 - \Delta\tau_1 &= \tau_1 - \frac{\rho_1}{V} = \tau_1 - \frac{(\rho + \rho' \tau_1)}{V}, \\ \tau_2 - \Delta\tau_2 &= \tau_2 - \frac{\rho_2}{V} = \tau_2 - \frac{(\rho + \rho' \tau_2)}{V}, \\ \tau_3 - \Delta\tau_3 &= \tau_3 - \frac{\rho_3}{V} = \tau_3 - \frac{(\rho + \rho' \tau_3)}{V}. \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

Теперь рассмотрим поправки к D , D_1 и D_2 . В D изменяется лишь множитель Δ_1 . Но в приложениях употребляются только отношения D к D_1 и D_2 , а последние также содержат множителем Δ_1 .

Поэтому единственное изменение, которое нужно сделать, состоит в том, чтобы заменить в числителях коэффициентов при детерминантах уравнений (67) и (68) τ_1 , τ_2 и τ_3 соответственно через $\tau_1 - \Delta\tau_1$, $\tau_2 - \Delta\tau_2$ и $\tau_3 - \Delta\tau_3$.

127. Разложение x , y и z в ряды. Чтобы найти поправки, которые надо прибавить к λ' и λ'' для определения элементов орбиты с большой точностью, необходимо разложить x , y и z в ряды по степеням τ . Эти величины удовлетворяют дифференциальным уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{d\tau^2} &= -\frac{x}{r^3} = -ux, \\ \frac{d^2 y}{d\tau^2} &= -\frac{y}{r^3} = -uy, \\ \frac{d^2 z}{d\tau^2} &= -\frac{z}{r^3} = -uz, \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

где

$$u = \frac{1}{r^3}$$

В теории дифференциальных уравнений показывается, что решения дифференциальных уравнений этого типа разлагаются в степенные ряды вида:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + x'_0 \tau + \frac{1}{2} x''_0 \tau^2 + \frac{1}{6} x'''_0 \tau^3 + \frac{1}{24} x^{IV}_0 \tau^4 + \frac{1}{120} x^V_0 \tau^5 + \dots, \\ y &= y_0 + y'_0 \tau + \frac{1}{2} y''_0 \tau^2 + \frac{1}{6} y'''_0 \tau^3 + \frac{1}{24} y^{IV}_0 \tau^4 + \frac{1}{120} y^V_0 \tau^5 + \dots, \\ z &= z_0 + z'_0 \tau + \frac{1}{2} z''_0 \tau^2 + \frac{1}{6} z'''_0 \tau^3 + \frac{1}{24} z^{IV}_0 \tau^4 + \frac{1}{120} z^V_0 \tau^5 + \dots \end{aligned}$$

Из уравнений (71) и их последовательных производных находим, что

$$\left. \begin{aligned} x''_0 &= -u_0 x_0, \\ x'''_0 &= -u'_0 x_0 - u_0 x'_0, \\ x^{IV}_0 &= (-u''_0 + u_0^2) x_0 - 2u'_0 x'_0, \\ x^V_0 &= (-u'''_0 + 4u_0 u'_0) x_0 - (3u''_0 - u_0^2) x'_0, \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Коэффициенты рядов для y и z отличаются лишь тем, что вместо x_0 , x'_0 появляются соответственно y_0 , y'_0 и z_0 , z'_0 . Поэтому:

$$\left. \begin{aligned} x &= f x_0 + g x'_0, \\ y &= f y_0 + g y'_0, \\ z &= f z_0 + g z'_0, \\ f &= 1 - \frac{1}{2} u_0 \tau^2 - \frac{1}{6} u'_0 \tau^3 - \frac{1}{24} (u''_0 - u_0^2) \tau^4 - \frac{1}{120} (u'''_0 - 4u_0 u'_0) \tau^5 + \dots, \\ g &= \tau - \frac{1}{6} u_0 \tau^3 - \frac{1}{12} u'_0 \tau^4 - \frac{1}{120} (3u''_0 - u_0^2) \tau^5 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Чтобы иметь f и g в форме, удобной для практического применения, надо выразить производные от u через x_0 , y_0 , z_0 , x'_0 , y'_0 и z'_0 . Лагранж

сделал это очень изящно, введя вспомогательные величины p и q при помощи уравнений:

$$\left. \begin{aligned} r^2 p &= \frac{1}{2} \frac{dr^2}{dt} = xx' + yy' + zz', \\ r^2 q &= \frac{1}{2} \frac{d^2 r^2}{dt^2} = x'^2 + y'^2 + z'^2 - r^2 u. \end{aligned} \right\} \quad (74)$$

Тогда находим, что

$$\begin{aligned} u' &= -\frac{3}{r^4} \frac{dr}{dt} = -\frac{3}{r^4} \frac{1}{2r} \frac{dr^2}{dt} = -3up, \\ p' &= +\frac{1}{2r^2} \frac{d^2 r^2}{dt^2} - \frac{1}{r^3} \frac{dr^2}{dt} \frac{dr}{dt} = q - 2p^2, \\ q' &= -\frac{1}{r^3} \frac{d^2 r^2}{dt^2} \frac{dr}{dt} + \frac{1}{2r^2} \frac{d^3 r^2}{dt^3} = -up - 2pq. \end{aligned}$$

При помощи этих выражений и их последовательных производных мы выразим коэффициенты в рядах для f и g в виде многочленов относительно u , p и q . Выражения для f и g принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} f &= 1 - \frac{1}{2} u_0 \tau^2 + \frac{1}{2} u_0 p_0 \tau^3 + \frac{1}{24} (3u_0 q_0 - 15u_0 p_0^2 + u_0^3) \tau^4 + \\ &\quad + \frac{1}{8} (7u_0 p_0^3 - 3u_0 p_0 q_0 - u_0^2 p_0) \tau^5 + \dots \\ g &= \tau - \frac{1}{6} u_0 \tau^3 + \frac{1}{4} u_0 p_0 \tau^4 + \frac{1}{120} (9u_0 q_0 - 45u_0 p_0^2 + u_0^3) \tau^5 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Производные от x , y и z могут быть определены из уравнений (73) и (75). Например:

$$\left. \begin{aligned} x''' &= f''' x_0 + g''' x'_0, \\ x^{IV} &= f^{IV} x_0 + g^{IV} x'_0, \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

128. Вычисление высших производных λ , μ , ν . Значения λ , λ' и λ'' , определенные уравнениями (31) и (32), лишь приближенны, потому что c_3 , c_4 , ... неизвестны. Но после того как становятся известными высшие производные, можно получить эти коэффициенты и исправить приближенные значения.

Третьи производные уравнений (8) таковы:

$$\left. \begin{aligned} \rho''' \lambda + 3\rho'' \lambda' + 3\rho' \lambda'' + \rho \lambda''' &= x'' + X''', \\ \rho''' \mu + 3\rho'' \mu' + 3\rho' \mu'' + \rho \mu''' &= y''' + Y''', \\ \rho''' \nu + 3\rho'' \nu' + 3\rho' \nu'' + \rho \nu''' &= z''' + Z'''. \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Левые части этих уравнений содержат четыре неизвестные ρ''' , λ''' , μ''' и ν''' , так как первая и вторая производные приближенно опреде-

лены уравнениями (31), (32) и (44); но неизвестные не независимы, потому что λ, μ и ν и их производные удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned}\lambda^2 + \mu^2 + \nu^2 &= 1, \\ \lambda\lambda' + \mu\mu' + \nu\nu' &= 0, \\ \lambda\lambda'' + \mu\mu'' + \nu\nu'' - \lambda'^2 + \mu'^2 + \nu'^2 &= 0, \\ \lambda\lambda''' + \mu\mu''' + \nu\nu''' + 3(\lambda'\lambda'' + \mu'\mu'' + \nu'\nu'') &= 0.\end{aligned}$$

Следовательно, если уравнения (77) умножить соответственно на λ, μ и ν и сложить, то результат будет таков:

$$\begin{aligned}\rho''' &= 3\rho'(\lambda'^2 + \mu'^2 + \nu'^2) + 3\rho(\lambda'\lambda'' + \mu'\mu'' + \nu'\nu'') + \\ &+ (x''' + X''')\lambda + (y''' + Y''')\mu + (z''' + Z''')\nu,\end{aligned}\quad (78)$$

что однозначно определяет ρ''' . Тогда λ''' , μ''' и ν''' определяются при помощи (77), потому что x'' , y'' , z'' даются уравнениями (76) и X' , Y' и Z' могут быть найдены из эфемерид.

Величины λ^{IV} , μ^{IV} и ν^{IV} могут быть вычислены подобным образом, беря производные от (77) и приводя их при помощи соотношений между λ, μ и ν .

129. Улучшение значений x, y, z, x', y', z' . После того как D, D_1 и D_2 найдены из (65), (66), (67) и (68), можно решить уравнение (48) и тогда определить x, y, z и их первые производные из уравнений (8) и их первых производных. Эти результаты лишь приближенные благодаря ошибкам в $\lambda, \mu, \nu, \lambda', \mu'$ и ν' , и задача состоит в исправлении их после определения λ'', μ'' ...

Из первого уравнения (28) следует, что

$$c_3 = \frac{1}{6} \lambda''', \quad c_4 = \frac{1}{24} \lambda^{IV}, \dots$$

Тогда уравнения (35) дают:

$$\begin{aligned}\Delta c_0 &= -\frac{1}{6} \lambda''' \tau_1 \tau_2 \tau_3 - \frac{1}{24} \lambda^{IV} \tau_1 \tau_2 \tau_3 (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3) + \dots, \\ \Delta c_1 &= +\frac{1}{6} \lambda''' (\tau_1 \tau_2 + \tau_1 \tau_3 + \tau_2 \tau_3) + \frac{1}{24} \lambda^{IV} (\tau_1 + \tau_2) (\tau_2 + \tau_3) (\tau_3 + \tau_1) + \dots, \\ \Delta c_2 &= -\frac{1}{6} \lambda''' (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3) - \frac{1}{24} \lambda^{IV} (\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2 + \tau_1 \tau_2 + \tau_2 \tau_3 + \tau_3 \tau_1) + \dots,\end{aligned}$$

и выражение для λ принимает вид:

$$\lambda = c_0 + \Delta c_0 + (c_1 + \Delta c_1) \tau + (c_2 + \Delta c_2) \tau^2 + \frac{1}{6} \lambda''' \tau^3 + \frac{1}{24} \lambda^{IV} \tau^4 + \dots, \quad (79)$$

где c_0, c_1 и c_2 — приближенные значения коэффициентов рядов, полученных из (31) и (32), полагая τ равным нулю. Имеются соответствующие уравнения для μ и ν . С этими более точными значениями $\lambda, \lambda', \lambda'', \dots$ детер-

минанты D , D_1 и D_2 вычисляются из (45), φ определяется из (48), ρ и ρ' — из (44) и x, y, z, x', y', z' — из (8) и их первых производных. Затем можно вычислить еще более высокие производные от λ , μ и ν и определить более точные значения от λ , λ' и λ'' или при помощи методов, приведенных в главе V, можно определить элементы по x, y, z, x', y', z' .

Против метода Лапласа имеются два принципиальных возражения. Одно — то, что в каждой стадии приближения надо перевычислять все детерминанты и вспомогательные величины, причем каждое перевычисление требует значительного труда. Другое возражение то, что через уравнения, при помощи которых X'' , Y'' и Z'' были исключены из (9), метод зависит от движения наблюдателя. Очевидно, единственно важно в задаче то, что S наблюдается из определенно известных мест и что оно движется вокруг Солнца согласно закону тяготения.

130. Видоизменения Гарцера и Лейшнера. Метод Лапласа определения орбит на практике оказался не вполне удовлетворительным. Причина, повидимому, в том, что условия для точного удовлетворения первого и третьего наблюдений не представлены прямо, как, например, в методе Гаусса. Для исправления этого дефекта Гарцер (Harzer) предложил ¹⁾ такой план определения x, y, z, x', y', z' при помощи дифференциальных поправок, после того как их приближенные значения найдены, чтобы три наблюдения были точно представлены. Если рассматриваются более трех наблюдений, то им вообще нельзя точно удовлетворить, и тогда подгонка производится методом наименьших квадратов.

Здесь мы хотим достаточно бегло обрисовать метод получения дифференциальных поправок. Прямые восхождения и склонения выражаются через координаты и составляющие скорости при t_0 :

$$\rho\lambda = fx_0 + gx'_0 + X,$$

$$\rho\mu = fy_0 + gy'_0 + Y,$$

$$\rho\nu = fz_0 + gz'_0 + Z,$$

что получено путем подстановки уравнений (78) в уравнения (8).

Прямое восхождение и склонение входит через λ , μ и ν уравнений (6). Результат может быть символически представлен так:

$$\lambda = F(x_0, y_0, z_0, x'_0, y'_0, z'_0),$$

$$\delta = G(x_0, y_0, z_0, x'_0, y'_0, z'_0).$$

Из этих уравнений вариации в λ и δ , которые являются известными разностями между наблюдениями и приближенной теорией, выражены через искомые вариации $x_0, \dots, z_0$. Соотношения таковы:

$$\Delta\lambda = \frac{\partial F}{\partial x_0} \Delta x_0 + \frac{\partial F}{\partial y_0} \Delta y_0 + \frac{\partial F}{\partial z_0} \Delta z_0 + \frac{\partial F}{\partial x'_0} \Delta x'_0 + \frac{\partial F}{\partial y'_0} \Delta y'_0 + \frac{\partial F}{\partial z'_0} \Delta z'_0,$$

$$\Delta\delta = \frac{\partial G}{\partial x_0} \Delta x_0 + \frac{\partial G}{\partial y_0} \Delta y_0 + \frac{\partial G}{\partial z_0} \Delta z_0 + \frac{\partial G}{\partial x'_0} \Delta x'_0 + \frac{\partial G}{\partial y'_0} \Delta y'_0 + \frac{\partial G}{\partial z'_0} \Delta z'_0.$$

¹⁾ Astronomische Nachrichten, № 3371 2, 1896.

При образовании частных производных надо помнить, что $x_0, \dots, z'_0$ входят через f и g , а кроме того явным образом. Написав эти уравнения для трех моментов, мы получим столько же уравнений, сколько у нас имеется неизвестных, т. е. $\Delta x_0, \dots, \Delta z'_0$, которые, следовательно, однозначно определяются, если детерминант, составленный из их коэффициентов, отличен от нуля. Обстоятельства, при которых он исчезает, не исследованы. Если имеется более трех наблюдений, то число уравнений превышает число неизвестных величин и применяется метод наименьших квадратов.

Если момент второго наблюдения взят за начало времени и имеется лишь три наблюдения, то число условных уравнений приводится к четырем, что обычно может быть удовлетворено подходящим определением $\Delta \rho_0, \Delta x'_0, \Delta y'_0$ и $\Delta z'_0$. Этот способ принят Лейшнером ¹⁾ для сокращения метода Гарцера. В упрощенном виде метод оказался очень удобным на практике и привел к удовлетворительным результатам.

МЕТОД ГАУССА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ

131. Уравнение для ρ_2 . В методе Гаусса уравнения (19) являются основными. Если геоцентрические координаты введены при помощи уравнений (8), то уравнения (19) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} [2, 3] \rho_1 \lambda_1 - [1, 3] \rho_2 \lambda_2 + [1, 2] \rho_3 \lambda_3 &= [2, 3] X_1 - [1, 3] X_2 + [1, 2] X_3, \\ [2, 3] \rho_1 \mu_1 - [1, 3] \rho_2 \mu_2 + [1, 2] \rho_3 \mu_3 &= [2, 3] Y_1 - [1, 3] Y_2 + [1, 2] Y_3, \\ [2, 3] \rho_1 \nu_1 - [1, 3] \rho_2 \nu_2 + [1, 2] \rho_3 \nu_3 &= [2, 3] Z_1 - [1, 3] Z_2 + [1, 2] Z_3. \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Левые части этих уравнений линейны относительно трех неизвестных ρ_1, ρ_2 и ρ_3 . Находя из этих уравнений ρ_2 , получим:

$$\rho_2 = \frac{D}{\Delta},$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= -[2, 3] [1, 3] [1, 2] \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{vmatrix} = -[2, 3] [1, 3] [1, 2] \Delta_2, \\ D &= -[2, 3] [1, 2] \begin{vmatrix} \lambda_1, [2, 3] X_1 - [1, 3] X_2 + [1, 2] X_3, \lambda_3 \\ \mu_1, [2, 3] Y_1 - [1, 3] Y_2 + [1, 2] Y_3, \mu_3 \\ \nu_1, [2, 3] Z_1 - [1, 3] Z_2 + [1, 2] Z_3, \nu_3 \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

Детерминант D есть сумма трех детерминантов:

$$\left. \begin{aligned} D &= [2, 3]^2 [1, 2] D^{(1)} - [2, 3] [1, 3] [1, 2] D^{(2)} + [2, 3] [1, 2]^2 D^{(3)}, \\ D^{(1)} &= \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_1 & \lambda_3 \\ \mu_1 & Y_1 & \mu_3 \\ \nu_1 & Z_1 & \nu_3 \end{vmatrix} \quad D^{(2)} = \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_2 & \lambda_3 \\ \mu_1 & Y_2 & \mu_3 \\ \nu_1 & Z_2 & \nu_3 \end{vmatrix} \quad D^{(3)} = \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_3 & \lambda_3 \\ \mu_1 & Y_3 & \mu_3 \\ \nu_1 & Z_3 & \nu_3 \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

¹⁾ Publications of the Lick Observatory, т. VII, ч. I, 1902.

Следовательно, первое уравнение (81) принимает вид:

$$\Delta \rho_1 = - \frac{[2, 3]}{[1, 3]} D^{(1)} + D^{(2)} - \frac{[1, 2]}{[1, 3]} D^{(3)}. \quad (83)$$

Предположим, что за начало времени взято t_2 . Тогда из уравнений (73) следует, что

$$\begin{aligned} x_1 &= f_1 x_2 - g_1 x'_2, & y_1 &= f_1 y_2 + g_1 y'_2, & z_1 &= f_1 z_2 + g_1 z'_2, \\ x_3 &= f_3 x_2 + g_3 x'_2, & y_3 &= f_3 y_2 + g_3 y'_2, & z_3 &= f_3 z_2 + g_3 z'_2. \end{aligned}$$

Выражения для отношений площадей треугольников принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{[2, 3]}{[1, 3]} &= \frac{x_2 y_3 - x_3 y_2}{x_1 y_3 - x_3 y_1} = \frac{+g_3}{f_1 g_3 - f_3 g_1}, \\ \frac{[1, 2]}{[1, 3]} &= \frac{x_1 y_2 - x_2 y_1}{x_1 y_3 - x_3 y_1} = \frac{-g_1}{f_1 g_3 - f_3 g_1}. \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Из уравнений (75) находим, что числители и знаменатели выражений в правых частях этих уравнений можно разложить в ряды по степеням τ_1 и τ_3 . Но для упрощения (83) удобно положить:

$$\left. \begin{aligned} k(t_3 - t_1) &= \tau_3 - \tau_1 = 2\tau, \\ \tau_1 &= -\tau + \varepsilon, \quad \tau_3 = +\tau + \varepsilon, \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

где ε вообще мало по сравнению с τ ; предположим, что оно порядка τ^2 . Тогда выражения для отношений площадей треугольников принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{[2, 3]}{[1, 3]} &= \frac{+g_3}{f_1 g_3 - f_3 g_1} = \frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{2\tau} + \frac{1}{4} u\tau P + \frac{\tau\varepsilon}{12} uQ, \\ \frac{[1, 2]}{[1, 3]} &= \frac{-g_1}{f_1 g_3 - f_3 g_1} = \frac{1}{2} - \frac{\varepsilon}{2\tau} + \frac{1}{4} u\tau^2 P - \frac{\tau\varepsilon}{12} uQ, \\ P &= 1 - \frac{\varepsilon^2}{\tau^2} - 2p\varepsilon + \frac{1}{12}(7u - 15p^2 + 3q)\tau^2 + \dots, \\ Q &= 1 - \frac{\varepsilon^2}{\tau^2} + \frac{3}{2}p\frac{\tau^2}{\varepsilon} - 3p\varepsilon + \frac{1}{6}(37u - 765p^2 + 153q)\tau^2 + \\ &\quad + \frac{1}{4}p(3u + 14p^2 - 6q)\frac{\tau^3}{\varepsilon} + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

где написаны все члены до шестого порядка. Величина u определяется равенством $u = \frac{1}{r_2^2}$, а p и q определены уравнениями (74).

При помощи уравнений (86) уравнение (83) принимает вид:

$$\Delta \rho_1 = K + \frac{\tau^2}{4r_2^2} PK_1 + \frac{\tau\varepsilon}{12r_2^2} QK_2. \quad (87)$$

где

$$K = -\frac{1}{2} \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_1, \mu_3 \\ \nu_1, Z_1, \nu_3 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \lambda_1, X_2, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_2, \mu_3 \\ \nu_1, Z_2, \nu_3 \end{vmatrix} - \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \lambda_1, X_3, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_3, \mu_3 \\ \nu_1, Z_3, \nu_3 \end{vmatrix},$$

$$K_1 = - \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_1, \mu_3 \\ \nu_1, Z_1, \nu_3 \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} \lambda_1, X_3, \lambda_3 \\ \mu_1, Y, \mu_3 \\ \nu_1, Z_3, \nu_3 \end{vmatrix},$$

$$K_2 = - \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_1, \mu_3 \\ \nu_1, Z_1, \nu_3 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} \lambda_1, X_3, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_3, \mu_3 \\ \nu_1, Z_3, \nu_3 \end{vmatrix}.$$

Правые части выражений для K , K_1 и K_2 после сложения дают более простые выражения:

$$\left. \begin{aligned} K &= -\frac{1}{2} \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1 + X_3 - 2X_2, \lambda_3 - \lambda_1 \\ \mu_1, Y_1 + Y_3 - 2Y_2, \mu_3 - \mu_1 \\ \nu_1, Z_1 + Z_3 - 2Z_2, \nu_3 - \nu_1 \end{vmatrix}, \\ K_1 &= - \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1 + X_3, \lambda_3 - \lambda_1 \\ \mu_1, Y_1 + Y_3, \mu_3 - \mu_1 \\ \nu_1, Z_1 + Z_3, \nu_3 - \nu_1 \end{vmatrix}, \\ K_2 &= + \begin{vmatrix} \lambda_1, X_3 - X_1, \lambda_3 - \lambda_1 \\ \mu_1, Y_3 - Y_1, \mu_3 - \mu_1 \\ \nu_1, Z_3 - Z_1, \nu_3 - \nu_1 \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Рассмотрим уравнение (87). Детерминант Δ_2 , на который умножена левая часть, выражается через a_i и δ_i уравнением (66), которое мы имели в методе Лапласа. Его можно также написать простым комбинированием столбцов в виде:

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \\ \mu_1, \mu_2, \mu_3 \\ \nu_1, \nu_2, \nu_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_1 + \lambda_3 - 2\lambda_2, \lambda_3 - \lambda_1 \\ \mu_1, \mu_1 + \mu_3 - 2\mu_2, \mu_3 - \mu_1 \\ \nu_1, \nu_1 + \nu_3 - 2\nu_2, \nu_3 - \nu_1 \end{vmatrix}.$$

Если λ_i , μ_i , ν_i заменены рядами (28), то при $\tau_2 = 0$ второй столбец относительно интервалов времени будет второго порядка, а третий — первого порядка, поэтому Δ_2 — третьего порядка.

Так как левая часть уравнения (87) третьего порядка, то правая часть также должна быть третьего порядка. Второй столбец выражения для K , первое уравнение (88), — второго порядка, а третий столбец — первого порядка, поэтому K — третьего порядка. Детерминант K_1 — первого порядка, а K_2 — второго порядка. Первый умножается на τ^1 , которое второго порядка, последний — на τ^2 , которое третьего порядка. В предваритель-

ном определении орбиты можно опустить члены высших порядков, после чего (87) принимает вид:

$$\Delta_2 \rho_2 = K + \frac{r^2 K_1}{4r^3}.$$

Это уравнение имеет ту же форму, что и первое из (44) и содержит две неизвестных ρ_2 и r_2 . Их можно выразить через одну неизвестную φ при помощи уравнений (46), приписав индексы 2. Полученное уравнение имеет точно такую же форму, как (48), и его решение дает приближенные значения для ρ_2 и r_2 .

132. Уравнения для ρ_1 и ρ_3 . Уравнения (80) линейны относительно ρ_1 и ρ_3 , и эти величины можно определить любыми двумя из трех уравнений. На практике следует употреблять два уравнения, дающие наибольший детерминант при коэффициентах ρ_1 и ρ_3 , потому что они лучше всего определяют эти величины.

Решение первых двух уравнений (80) для ρ_1 и ρ_2 , если их сначала написать в детерминантной форме, а затем представить в виде суммы детерминантов, имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_3 \end{vmatrix} \rho_1 &= \begin{vmatrix} X_1 & \lambda_3 \\ Y_1 & \mu_3 \end{vmatrix} - \frac{[1,3]}{[2,3]} \begin{vmatrix} X_3 & \lambda_3 \\ Y_2 & \mu_3 \end{vmatrix} + \\ &+ \frac{[1,2]}{[2,3]} \begin{vmatrix} X_3 & \lambda_3 \\ Y_3 & \mu_3 \end{vmatrix} + \rho_2 \frac{[1,3]}{[2,3]} \begin{vmatrix} \lambda_2 & \lambda_3 \\ \mu_2 & \mu_3 \end{vmatrix}, \\ \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_3 \end{vmatrix} \rho_3 &= \frac{[2,3]}{[1,2]} \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_1 \\ \mu_1 & Y_1 \end{vmatrix} - \frac{[1,3]}{[1,2]} \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_3 \\ \mu_1 & Y_3 \end{vmatrix} + \\ &+ \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_3 \\ \mu_1 & Y_3 \end{vmatrix} + \rho_2 \frac{[1,3]}{[1,2]} \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 \\ \mu_1 & \mu_2 \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

Решение первого и третьего уравнений (80) отличается от этого лишь тем, что μ_i заменено ν_i , а Y_i заменено Z_i ; решение второго и третьего уравнений (80) можно получить из (89), меняя λ_i , μ_i , X_i и Y_i соответственно на μ_i , ν_i , Y_i и Z_i .

После вычисления ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 можно вычислить поправку моментов за абберационное время. Метод был объяснен в § 126.

133. Улучшение решения. Полученные до сих пор результаты лишь приближенные, потому что только первый член с P сохранен, в то время как член с Q совершенно отброшен. Найдя приближенное решение, его легко исправить. Значения ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 известны, а соответствующие значения r могут быть найдены в каждую из трех эпох из формулы:

$$r^2 = \rho^2 + R^2 - 2\rho R \cos \psi,$$

что следует из того, что S , E и C образуют треугольники для трех наблюдений. После нахождения r_1 , r_2 и r_3 можно получить при помощи метода § 113 первую и вторую производные от r в $t=t_2$. Тогда урав-

нения (74) определяют p и q , после чего можно получить более точные значения для P и Q .

134. Метод Гаусса для вычисления отношения площадей треугольников. Уравнение (83), которое является основным в определении ρ_3 и r_3 , содержит два отношения площадей треугольников. Из (86) следует, что они могут быть написаны в форме:

$$\left. \begin{aligned} \frac{[2, 3]}{[1, 3]} &= \frac{1}{2} + \frac{\epsilon}{2\tau} + \frac{P_1}{r_2^2}, \\ \frac{[1, 2]}{[1, 3]} &= \frac{1}{2} - \frac{\epsilon}{2\tau} + \frac{P_2}{r_2^2}. \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

Следовательно, если можно определить отношения площадей треугольников, то P_1 и P_2 могут быть найдены из этих уравнений. Важной чертой метода Гаусса является удобный способ определения отношения треугольников. Для применения этого метода необходимо найти наклонность, долготу узла орбиты и аргумент широты в моменты наблюдений.

Так как геоцентрические координаты после определения ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 все известны, то можно вычислить гелиоцентрические координаты. Предположим, что употребляются эклиптические координаты и что долготы и широты, так же как и расстояния, известны для t_1 , t_2 и t_3 . Наклонность меньше или больше 90° в зависимости от того, что l_3 больше или меньше, чем l_1 . Тогда (рис. 37) из сферических треугольников $C_1\odot l_1$ и $C_3\odot l_3$ следует, что

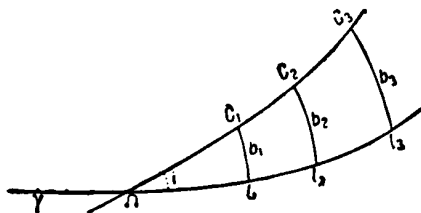


Рис. 37.

$$\operatorname{tg} i \sin(l_1 - \odot) = \operatorname{tg} b_1, \quad \operatorname{tg} i \sin(l_3 - \odot) = \operatorname{tg} b_3.$$

Но $l_3 - \odot = (l_3 - l_1) - (l_1 - \odot)$, поэтому эти уравнения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} i \sin(l_1 - \odot) &= \operatorname{tg} b_1, \\ \operatorname{tg} i \cos(l_1 - \odot) &= \frac{\operatorname{tg} b_3 - \operatorname{tg} b_1 \cos(l_3 - l_1)}{\sin(l_3 - l_1)}, \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

однозначно определяющие i и $\odot$, так как квадрант i уже известен из знака $l_3 - l_1$.

Долгота C от узла называется аргументом широты. Из рис. 37 следует, что

$$\left. \begin{aligned} \cos(l_j - \odot) \cos b_j &= \cos u_j, \\ \sin(l_j - \odot) \cos b_j &= \sin u_j \cos i, \\ \sin b_j &= \sin u_j \sin i, \end{aligned} \right\} \quad (j=1, 2, 3), \quad (92)$$

что однозначно определяет u_1 , u_2 и u_3 .

Пусть A равно площади сектора, заключенного между радиусами r_1 и r_2 и орбитой. Тогда отношение площади сектора к площади треугольника, заключенного между r_1 и r_2 , таково:

$$\eta = \frac{A}{[r_1 r_2]} = \frac{k \sqrt{a} (t_2 - t_1)}{r_1 r_2 \sin u_2 - u_1}, \quad (93)$$

где p теперь представляет параметр конического сечения. Предположим, что соответствующие отношения для $t_3 - t_1$ и $t_3 - t_0$ найдены, тогда отношения треугольников известны. Метод Гаусса зависит от определения этих отношений. Каждая из этих величин определяется двумя совместными уравнениями с двумя неизвестными величинами.

135. Первое уравнение Гаусса. Полярное уравнение конического сечения дает:

$$\frac{p}{r_1} = 1 + e \cos v_1, \quad \frac{p}{r_2} = 1 + e \cos v_2,$$

откуда

$$p \frac{r_1 + r_2}{r_1 r_2} = 2 + e (\cos v_1 + \cos v_2) = 2 + 2e \cos \left(\frac{v_2 + v_1}{2} \right) \cos \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right). \quad (94)$$

Так как $v_2 - v_1 = u_2 - u_1$ известно, то единственное неизвестное в правой части этого уравнения есть $e \cos \left(\frac{v_2 + v_1}{2} \right)$, которое теперь исключим. Из уравнений § 98 следует, что:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{r_1} \cos \frac{v_1}{2} &= \sqrt{a(1-e)} \cos \frac{E_1}{2}, & \sqrt{r_2} \cos \frac{v_2}{2} &= \sqrt{a(1-e)} \cos \frac{E_2}{2}, \\ \sqrt{r_1} \sin \frac{v_1}{2} &= \sqrt{a(1+e)} \sin \frac{E_1}{2}, & \sqrt{r_2} \sin \frac{v_2}{2} &= \sqrt{a(1+e)} \sin \frac{E_2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (95)$$

Из этих уравнений находим:

$$\begin{aligned} \sqrt{r_1 r_2} \cos \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right) &= a \cos \left(\frac{E_2 - E_1}{2} \right) - ae \cos \left(\frac{E_2 + E_1}{2} \right), \\ \sqrt{r_1 r_2} \cos \left(\frac{v_2 + v_1}{2} \right) &= a \cos \left(\frac{E_2 + E_1}{2} \right) - ae \cos \left(\frac{E_2 - E_1}{2} \right). \end{aligned}$$

Исключая $e \cos \left(\frac{E_2 + E_1}{2} \right)$ и решая относительно $e \cos \left(\frac{v_2 + v_1}{2} \right)$, находим, что:

$$e \cos \left(\frac{v_2 + v_1}{2} \right) = \frac{p}{\sqrt{r_1 r_2}} \cos \left(\frac{E_2 - E_1}{2} \right) - \cos \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right).$$

Вследствие этого уравнение (94) приводится к виду:

$$p = \frac{2r_1 r_2 \sin^2 \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right)}{r_1 + r_2 - 2\sqrt{r_1 r_2} \cos \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right) \cos \left(\frac{E_2 - E_1}{2} \right)}.$$

Исключая p из этого уравнения и из (93), получаем уравнение:

$$\eta^2 = \frac{k^2 (t_2 - t_1)^2 \sec^2 \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right)}{2r r_2 \left\{ r_1 + r_2 - 2 \sqrt{r_1 r_2} \cos \left(\frac{v_2 - v_1}{2} \right) \cos \left(\frac{E_2 - E_1}{2} \right) \right\}}. \quad (96)$$

Для упрощения его положим:

$$\left. \begin{aligned} v_2 - v_1 &= u_2 - u_1 = 2f, \quad E_2 - E_1 = 2g, \\ m &= \frac{k(t_2 - t_1)}{(2 \sqrt{r_1 r_2} \cos f)^{\frac{3}{2}}}, \quad l = \frac{r_1 + r_2}{4 \sqrt{r_1 r_2} \cos f} - \frac{1}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

Тогда выражение для η^2 приводится к виду:

$$\eta^2 = \frac{m^2}{l + \sin^2 \frac{g}{2}}, \quad (98)$$

где η и g — неизвестные. Это первое уравнение в методе Гаусса.

136. Второе уравнение Гаусса. Теперь выведем второе независимое уравнение, содержащее η и g . Оно будет зависеть от уравнения Кеплера, что обеспечивает его независимость от (98), которое было выведено без использования уравнения Кеплера. Прежде всего мы можем написать:

$$M_1 = \frac{k(t_1 - l)}{a^{\frac{3}{2}}} = E_1 - e \sin E_1, \quad M_2 = \frac{k(t_2 - l)}{a^{\frac{3}{2}}} = E_2 - e \sin E_2,$$

откуда:

$$\frac{k(t_2 - t_1)}{a^{\frac{3}{2}}} = 2g - 2e \sin g \cos \left(\frac{E_2 + E_1}{2} \right).$$

Чтобы привести это уравнение к требуемому виду, надо исключить величины a и $e \cos \left(\frac{E_2 + E_1}{2} \right)$. Употребляя первое уравнение, следующее за (95), находим:

$$\frac{k(t_2 - t_1)}{a^{\frac{3}{2}}} = 2g - \sin 2g + 2 \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{a} \sin g \cos f. \quad (99)$$

Остается исключить a . Из § 98 следует:

$$\frac{r_1}{a} = 1 - e \cos E_1, \quad \frac{r_2}{a} = 1 - e \cos E_2,$$

откуда

$$\frac{r_1 + r_2}{a} = 2 - 2e \cos g \cos \left(\frac{E_2 + E_1}{2} \right).$$

Исключая $e \cos \frac{E_2 + E_1}{2}$ с помощью первого уравнения, следующего за (95), мы получим:

$$\frac{1}{a} = \frac{2 \sin^2 g}{r_1 + r_2 - 2 \sqrt{r_1 r_2} \cos g \cos f},$$

что вследствие выражения для r_1^2 принимает вид:

$$\frac{1}{a} = \left(\frac{2 \eta \sin g \cos f}{k(t_2 - t_1)} \right)^2 r_1 r_2. \quad (100)$$

Исключая a из (99) и (100), находим:

$$\frac{\eta^3}{m^2} - \frac{\eta^2}{m^2} = \frac{2g - \sin 2g}{\sin^3 g}. \quad (101)$$

что является вторым уравнением с η и g . Подобные уравнения можно написать также для интервалов времени $t_2 - t_1$ и $t_3 - t_2$.

137. Решение уравнений (98) и (101). Из определения η следует, что оно положительно, если гелиоцентрическое движение по орбите меньше 180° в промежуток $t_3 - t_1$. Предположим в дальнейшем, что наблюдения настолько близки между собой, что это условие выполнено.

Пусть:

$$\sin^2 \frac{g}{2} = x, \quad \frac{2g - \sin 2g}{\sin^3 g} = X. \quad (102)$$

Исключая η из (98) и (100) и имея в виду (102), находим:

$$m = (l + x)^{\frac{1}{2}} + X(l + x)^{\frac{3}{2}}. \quad (103)$$

Теперь величина X должна быть выражена через x , после чего (103) будет содержать как неизвестное лишь одну эту величину. Выполним это, выразив сперва X через g , а затем g через x . Возьмем известные ряды для тригонометрических функций:

$$\sin 2g = 2g - \frac{4}{3} g^3 + \frac{4}{15} g^5 - \frac{8}{315} g^7 + \frac{8}{5670} g^9 - \dots,$$

$$\sin^3 g = g^3 - \frac{1}{2} g^5 + \frac{13}{120} g^7 - \frac{41}{3024} g^9 + \dots,$$

откуда:

$$\begin{aligned} X &= \frac{\frac{4}{3} - \frac{4}{15} g^2 + \frac{8}{315} g^4 - \frac{8}{5670} g^6 + \dots}{1 - \frac{1}{2} g^2 + \frac{13}{120} g^4 - \frac{41}{3024} g^6 + \dots} = \\ &= \frac{4}{3} \left(1 + \frac{3}{10} g^2 + \frac{17}{280} g^4 + \frac{29}{2800} g^6 + \dots \right). \end{aligned} \quad (104)$$

Из первого уравнения (102) следует, что

$$\begin{aligned} g &= 2 \arcsin \left(x^{\frac{1}{2}} \right) = 2x^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{3} x^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{20} x^{\frac{5}{2}} + \frac{5}{56} x^{\frac{7}{2}} + \dots, \\ g^3 &= 4x + \frac{4}{3} x^3 + \frac{32}{45} x^5 + \frac{16}{35} x^7 + \dots, \\ g^4 &= 16 x^3 + \frac{32}{3} x^5 + \frac{112}{15} x^7 + \dots, \\ g^6 &= 64 x^3 + 64 x^5 + \dots \end{aligned}$$

Тогда уравнение (104) принимает вид:

$$X = \frac{4}{3} \left[1 + \frac{6}{5} x + \frac{6 \cdot 8}{5 \cdot 7} x^2 + \frac{6 \cdot 8 \cdot 10}{5 \cdot 7 \cdot 9} x^3 + \dots \right],$$

или

$$\begin{aligned} X &= \frac{1}{\frac{3}{4} \left[1 + \frac{6}{5} x + \frac{6 \cdot 8}{5 \cdot 7} x^2 + \frac{6 \cdot 8 \cdot 10}{5 \cdot 7 \cdot 9} x^3 + \dots \right]} = \\ &= \frac{1}{\frac{3}{4} - \frac{9}{10} \left[x - \frac{2}{35} x^2 - \frac{52}{1575} x^3 + \dots \right]} \end{aligned}$$

Пусть

$$\xi = \frac{2}{35} x^2 + \frac{52}{1575} x^3 + \dots \quad (105)$$

Если $\frac{1}{2}g$ есть малая величина первого порядка, то x второго порядка и ξ четвертого порядка.

Из (98) находим, что

$$x = \frac{m^2}{\eta^2} - l. \quad (106)$$

Пусть

$$h = \frac{m^2}{\frac{5}{6} + l + \xi}, \quad (107)$$

тогда (101) может быть написано в виде:

$$\eta - 1 = \frac{m^2 X}{\eta^2} = \frac{\frac{10}{9} h}{\eta^2 - h},$$

откуда находим:

$$\eta^3 - \eta^2 - h\eta - \frac{h}{g} = 0. \quad (108)$$

Если бы ξ было известно, то h было бы определено уравнением (107), а η — уравнением (108), которое имеет лишь один действительный положительный корень. В первом приближении вычислим h , принимая, что малая величина ξ равна нулю, затем найдем действительный положительный корень (108). Или вместо вычисления корня используем таблицы,

составленные Гауссом, дающие действительные положительные значения η для значения h от 0 до 0,6¹⁾. Значения x тогда вычисляются при помощи уравнения (106), а значения ξ — при помощи (105)²⁾. С этими значениями ξ переувеличиваются h и η , и процесс повторяется, пока не получится требуемая точность. Опыт показал, что этот метод вычисления отношения площади сектора к треугольнику очень быстро сходится, даже если интервалы времени значительны.

Этим определяется род конического сечения, орбита есть эллипс, парабола или гипербола в зависимости от того, что x положителен, нуль или отрицателен, потому что $x = \sin^2 \frac{g}{2} = \sin^2 \frac{1}{4} (E_2 - E_1)$ и E_2 и E_1 действительны в эллипсах, равны нулю в параболах и мнимы в гиперболах.

Гаусс ввел преобразования, облегчающие вычисления l , определяемые последним уравнением (97)³⁾. Пусть

$$\sqrt[4]{\frac{r_2}{r_1}} = \operatorname{tg} (45^\circ + \omega'), \quad 0^\circ \leq \omega' \leq 45^\circ,$$

откуда

$$\frac{r_1 + r_2}{\sqrt{r_1 r_2}} = \sqrt{\frac{r_2}{r_1}} + \sqrt{\frac{r_1}{r_2}} = \operatorname{tg}^2 (45^\circ + \omega') + \operatorname{ctg}^2 (45^\circ + \omega'),$$

или

$$\frac{r_1 + r_2}{\sqrt{r_1 r_2}} = 2 + 4 \operatorname{tg}^2 2\omega'.$$

Тогда последнее уравнение (97) принимает вид:

$$l = \frac{\sin^2 \frac{f}{2} + \operatorname{tg}^2 2\omega'}{\cos f}.$$

138. Определение элементов a , e и ω . После того как при помощи метода § 137 найдено g , легко получить элементы a , e и ω . Большая полуось a определяется уравнением, приведенным ранее, или предыдущим уравнением для более длинных интервалов времени:

$$a = \frac{r_1 + r_2 - 2\sqrt{r_1 r_2} \cos g \cos f}{2 \sin^2 g}. \quad (109)$$

Параметр орбиты p определяется уравнением (93). Так как

$$p = a(1 - e^2) \quad \text{или} \quad p = a(e^2 - 1), \quad (110)$$

в зависимости от того, что орбита — эллипс или гипербола, то e определяется, когда a и p известны.

¹⁾ Эта таблица XIII в «Theoretical Astronomy» Ватсона, VIII в «Bahnbestimmung» Опольцера и XIX в таблицах Баушингера.

²⁾ Значение по аргументу x дается в «Theoretical Astronomy» Ватсона, табл. XIV и в «Bahnbestimmung» Опольцера табл. IX.

³⁾ «Theoria Motus». Art. 86.

Если угол v отсчитывается от точки перигелия, то он связан с гелиоцентрическими расстояниями и с e и p полярным уравнением конического сечения:

$$r_i = \frac{p}{1 + e \cos v_i} \quad (i = 1, 2, 3). \quad (111)$$

Любое из этих уравнений определяет значение v , так как r известно в t_1 , t_2 и t_3 , а затем ω определяется при помощи:

$$\omega = u_i - v_i. \quad (112)$$

139. Второй метод определения a , e и ω . Метод Гаусса зависит от сложных формул § 135 и 136. Если высшие члены в P и Q уравнений (86) дают достаточно точные значения отношения площадей треугольников, то имеется другой метод¹⁾, который проще и особенно удобен, когда интервалы между наблюдениями не слишком велики. В решении употребляются следующие данные: r_1 , u_1 ; r_2 , u_2 ; r_3 , u_3 , гелиоцентрические координаты в моменты t_1 , t_2 и t_3 .

Элементы i и Ω могут быть вычислены при помощи уравнений (91), которые пригодны для любой орбиты. Все трудности возникают при нахождении a , e , ω .

Примем за элемент вместо большой полуоси a , параметр p , который более удобен тем, что не обращается в бесконечность при e , равно единице, и один входит в уравнение площадей:

$$k \sqrt{p} \, dt = r^2 \, dv = r^2 \, du.$$

Интеграл этого уравнения таков:

$$k \sqrt{p} (t_3 - t_1) = \int_{u_1}^{u_3} r^2 \, du. \quad (113)$$

Если r^2 выражено через u , то можно найти интеграл правой части при данном значении p .

Покажем, что при известном значении r^2 , если $u = u_1$, u_2 , u_3 , то $r^2 = r_1^2$, r_2^2 , r_3^2 может быть выражено через u с достаточной точностью, чтобы дать достаточное приближение для p .

Для значений u , не слишком далеких от u_2 , функция r^2 может быть разложена в сходящийся ряд вида:

$$r^2 = r_2^2 + c_1 (u - u_2) + c_2 (u - u_2)^2 + c_3 (u - u_2)^3 + \dots \quad (114)$$

Если орбита неизвестна, то коэффициенты ряда (114) неизвестны, но теперь покажем, как легко можно найти достаточное число их для определения p с требуемой степенью точности. По предположению радиусы

¹⁾ Ф. М у л ь т о н, The Astronomical Journal, т. XXII, № 510, 1901.

и аргументы широты известны в эпохи t_1 , t_2 и t_3 . Отсюда (114) в моменты t_1 и t_3 принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} r_1^2 &= r_2^2 + c_1(u_1 - u_2) + c_2(u_1 - u_2)^2 + \\ &\quad + c_3(u_1 - u_2)^3 + c_4(u_1 - u_2)^4 + \dots \\ r_3^2 &= r_2^2 + c_1(u_3 - u_2) + c_2(u_3 - u_2)^2 + \\ &\quad + c_3(u_3 - u_2)^3 + c_4(u_3 - u_2)^4 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (115)$$

Для сокращения положим:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= u_3 - u_2, & \varepsilon_1 &= c_3(u_1 - u_2)^3 + c_4(u_1 - u_2)^4 + \dots, \\ \sigma_2 &= u_3 - u_1, & \varepsilon_2 &= c_3(u_3 - u_2)^3 + c_4(u_3 - u_2)^4 + \dots, \\ \sigma_3 &= u_2 - u_1. \end{aligned} \right\} \quad (116)$$

Тогда уравнения (115) могут быть написаны в виде:

$$\begin{aligned} -c_1\sigma_3 + c_2\sigma_3^2 &= r_1^2 - r_2^2 - \varepsilon_1, \\ +c_1\sigma_1 + c_2\sigma_1^2 &= r_3^2 - r_2^2 - \varepsilon_2. \end{aligned}$$

Решая эти уравнения относительно c_1 и c_2 , находим:

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{-(r_1^2 - \varepsilon_1)\sigma_1^2 + (r_3^2 - \varepsilon_2)\sigma_3^2 - r_2^2(\sigma_3^2 - \sigma_1^2)}{\sigma_1\sigma_2\sigma_3}, \\ c_2 &= \frac{(r_1^2 - \varepsilon_1)\sigma_1 + (r_3^2 - \varepsilon_2)\sigma_2 - r_2^2\sigma_2}{\sigma_1\sigma_2\sigma_3}, \end{aligned}$$

и, подставляя значения ε_1 и ε_2 :

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= \frac{-r_1^2\sigma_1^2 + r_3^2\sigma_3^2 - r_2^2(\sigma_3^2 - \sigma_1^2)}{\sigma_1\sigma_2\sigma_3} - c_3\sigma_1\sigma_3 - c_4\sigma_1\sigma_3(\sigma_1 - \sigma_3) - \dots \\ c_2 &= \frac{r_1^2\sigma_1 + r_3^2\sigma_3 - r_2^2\sigma_2}{\sigma_1\sigma_2\sigma_3} - c_3(\sigma_1 - \sigma_3) + c_4(3\sigma_1\sigma_3 - \sigma_2^2) - \dots \end{aligned} \right\} \quad (117)$$

Получив эти выражения для коэффициентов второго и третьего члена уравнения (114), подставим этот ряд для r^2 в (113) и проинтегрируем почленно. С помощью (116) легко находим:

$$\begin{aligned} kVp(t_3 - t_1) &= r_2^2\sigma_1 + \frac{c_1}{2}(\sigma_1^2 - \sigma_3^2) + \frac{c_2}{3}(\sigma_1^3 + \sigma_3^3) + \\ &\quad + \frac{c_3}{4}(\sigma_1^4 - \sigma_3^4) + \frac{c_4}{5}(\sigma_1^5 + \sigma_3^5) + \dots \end{aligned}$$

Подставляя сюда значения c_1 и c_2 , данные в (117), мы напишем уравнение в виде:

$$\left. \begin{aligned} V\bar{p}(t_3 - t_1) &= \frac{r_1^2\sigma_1^2}{6\sigma_3} + \frac{r_1\sigma_2}{6\sigma_3}(2\sigma_3 - \sigma_1) + \\ &\quad + \frac{r_3^2\sigma_2}{6\sigma_1}(2\sigma_1 - \sigma_3) + \frac{c_3\sigma_2^2}{12}(\sigma_3 - \sigma_1) - \\ &\quad - \frac{c_4\sigma_2^3}{30}\{4(\sigma_3 - \sigma_1)^2 + \sigma_1\sigma_3\} - \dots \end{aligned} \right\} \quad (118)$$

Если второе наблюдение делит весь интервал на две почти равные части, как обычно бывает на практике, то σ_1 и σ_3 почти равны. Пусть

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \varepsilon \quad \text{и} \quad \sigma_1 + \sigma_3 = \sigma_2,$$

откуда

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_2 + \varepsilon}{2}, \quad \sigma_3 = \frac{\sigma_2 - \varepsilon}{2},$$

где ε — вообще очень малая величина. Подставляя эти выражения в последние члены (118), мы получим:

$$k\sqrt{p} (t_3 - t_1) = \left. \begin{aligned} & \frac{r_2^2 \sigma_2^3}{6\sigma_1 \sigma_3} + \frac{r_1^2 \sigma_2}{6\sigma_3} (2\sigma_3 - \sigma_1) + \\ & + \frac{r_3^2 \sigma_2}{6\sigma_1} (2\sigma_1 - \sigma_3) - \frac{c_3 \sigma_2^3}{12} - \\ & - \frac{c_4}{120} \sigma_2^3 \left(\frac{3}{2} + 15\varepsilon^2 \right) - \dots \end{aligned} \right\} \quad (119)$$

Подобным же образом, интегрируя между пределами, соответствующими t_2 и t_1 , находим, что:

$$k\sqrt{p} (t_2 - t_1) = \left. \begin{aligned} & \frac{r_2^2 \sigma_3 (3\sigma_1 + \sigma_3)}{6\sigma_1} + \frac{r_1^2 \sigma_3 (3\sigma_1 + 2\sigma_3)}{6\sigma_2} - \\ & - \frac{r_3^2 \sigma_3}{6\sigma_1 \sigma_2} + \frac{c_3 \sigma_3^3}{12} (2\sigma_1 + \sigma_3) + \\ & + \frac{c_4}{360} \sigma_3^3 (5\sigma_1^2 - 5\sigma_1 \sigma_3 - 4\sigma_3^2) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (120)$$

Для интервалов времени, встречающихся при определении орбиты, эти ряды очень быстро сходятся, и приближенное значение p , обычно имеющее требуемую точность, можно получить, взяв только первые три члена ¹⁾ правой части уравнения (119). Рассматривая одновременно уравнения (119) и (120) и отбрасывая члены с c_4 и высшего порядка, можно определить как p , так и c_3 . Но точность не увеличивается в значительной мере, потому что член с c_3 в (119) умножен на малую величину ε , в то время как таковой с c_4 не имеет этого множителя. Покажем, как можно найти ω и e , если вычислено значение p .

Полярное уравнение конического сечения дает:

$$\left. \begin{aligned} e \cos(u_1 - \omega) &= \frac{p - r_1}{r_1}, \\ e \cos(u_3 - \omega) &= \frac{p - r_3}{r_3}. \end{aligned} \right\} \quad (121)$$

¹⁾ Об условиях и быстроте сходимости смотри оригинальную статью в *Astronomical Journal* № 510. Там показано, что элементы орбит астероидов даются первыми тремя членами (119) с точностью до шести десятичных знаков, если весь интервал, занятый наблюдениями, не более 40 дней, а в случае кометных орбит, если интервал не более 10 дней. Если прибавить два поправочных члена, определяемые формулами (123), то соответствующие интервалы равны 100 и 20 дням

Но $u_2 - \omega = (u_2 - u_1) + (u_1 - \omega)$. Подставляя это выражение для $u_2 - \omega$ во второе уравнение (121), разлагая и приводя при помощи первого, находим:

$$\left. \begin{aligned} e \sin(u_1 - \omega) &= \frac{r_2(p - r_1) \cos(u_2 - u_1) - r_1(p - r_2)}{r_1 r_2 \sin(u_2 - u_1)} \\ e \cos(u_1 - \omega) &= \frac{p - r_1}{r_1} \end{aligned} \right\} \quad (122)$$

Так как e положительно, то эти уравнения однозначно определяют e и ω . Если p и e известны, то a определяется через $p = a(1 - e^2)$ или $p = a(e^2 - 1)$ согласно тому, что орбита — эллипс или гипербола.

Если элементы a , e и ω не найдены с достаточной точностью, то теперь возможно их исправить. Из (114) следует, что

$$c_3 = \frac{1}{6} \frac{\partial^3(r^2)}{\partial u_2^3}, \quad c_4 = \frac{1}{24} \frac{\partial^4(r^2)}{\partial u_2^4},$$

и так как

$$r^2 = \frac{p^2}{[1 + e \cos(u - \omega)]^2},$$

то находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{c_3}{p^2} &= \frac{-e \sin(u - \omega)}{3[1 + e \cos(u - \omega)]^3} + \frac{3e^2 \sin(u - \omega) \cos(u - \omega)}{[1 + e \cos(u - \omega)]^4} + \\ &\quad + \frac{4e^3 \sin^3(u - \omega)}{[1 + e \cos(u - \omega)]^5}, \\ \frac{c_4}{p^2} &= \frac{-e \cos(u - \omega)}{12[1 + e \cos(u - \omega)]^3} - \frac{e^2 \sin^2(u - \omega)}{[1 + e \cos(u - \omega)]^4} + \\ &\quad + \frac{3e^2 \cos^2(u - \omega)}{4[1 + e \cos(u - \omega)]^4} + \frac{6e^3 \sin^2(u - \omega) \cos(u - \omega)}{[1 + e \cos(u - \omega)]^5} + \\ &\quad + \frac{5e^4 \sin^4(u - \omega)}{[1 + e \cos(u - \omega)]^6}. \end{aligned} \right\} \quad (123)$$

Вычислив из этих уравнений значения c_3 и c_4 , можно прибавить высшие члены в (119), определяя таким образом более точное значение p , после чего e и ω могут быть перевычислены при помощи (122). Этот метод очень краток и, кроме того, имеет преимущество быть одинаково применимым для всех конических сечений.

140. Вычисление времени прохождения через перигелий. Методы вычисления времени прохождения через перигелий зависят от того, движется ли тело по параболе, эллипсу или гиперболе, и основаны на формулах главы V.

Случай параболы. Уравнение (32) главы V имеет вид:

$$k(t - T) = \sqrt{2} q^{\frac{3}{2}} \left[\operatorname{tg} \frac{v}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{v}{2} \right], \quad (124)$$

где $2q = p$. Так как $u = v + \omega$ и u_1 , u_2 и u_3 известны, то это уравнение определяет T .

Случай эллипса. Первые два уравнения (49) главы V дают:

$$\left. \begin{aligned} \sin E &= \frac{\sqrt{1-e^2} \sin v}{1+e \cos v}, \\ \cos E &= \frac{e + \cos v}{1+e \cos v}, \end{aligned} \right\} \quad (125)$$

что однозначно определяет E . Тогда уравнение Кеплера:

$$M = n(t - T) = E - e \sin E \quad (126)$$

определяет T , употребляя v и соответствующее E для моментов t_1 , t_2 или t_3 .

Случай гиперболы. Величина F определяется при помощи уравнения:

$$\operatorname{th} \frac{F}{2} = \sqrt{\frac{e-1}{e+1}} \operatorname{tg} \frac{v}{2}, \quad (127)$$

после чего T получается из формулы:

$$\frac{k \sqrt{1+m}}{\frac{3}{a^2}} (t - T) = -F + e \operatorname{sh} F. \quad (128)$$

141. Прямой вывод уравнений, определяющих орбиту. Движение наблюдаемого тела должно удовлетворять как геометрическим, так и динамическим условиям. Проще всего сразу выписать эти условия. Они включают прямо или косвенно многие из уравнений метода Лапласа и Гаусса, потому что оба эти метода имеют в своей основе самую сущность задачи.

Сохраним обозначения § 111 и примем Солнце за начало. Тогда очевидно, что координата x тела C равняется координате x наблюдателя плюс координата x от C по отношению к наблюдателю. Подобные уравнения, конечно, сохраняются и для других координат. Таким образом мы получаем:

$$\left. \begin{aligned} -\lambda_i \rho_i + x_i &= -X_i, \\ -\mu_i \rho_i + y_i &= -Y_i, \\ -\nu_i \rho_i + z_i &= -Z_i, \end{aligned} \right\} \quad (129)$$

где $i=1, 2, 3$.

Эти уравнения не содержат ошибок параллакса, потому что употреблены координаты наблюдателя. Кроме того, они содержат все геометрические соотношения, существующие между телами S , E и C в моменты t_1 , t_2 и t_3 .

Следующее налагаемое условие заключается в том, чтобы C двигалось вокруг S согласно закону тяготения. Это равносильно тому, что их

координаты могут быть разложены в ряды вида (73). Используя это замечание, мы напишем уравнения (129) в виде:

$$\left. \begin{aligned} -\lambda_1 \rho_1 + f_1 x_0 + g_1 x'_0 &= -X_1, \\ -\lambda_2 \rho_2 + f_2 x_0 + g_2 x'_0 &= -X_2, \\ -\lambda_3 \rho_3 + f_3 x_0 + g_3 x'_0 &= -X_3, \\ -\mu_1 \rho_1 + f_1 y_0 + g_1 y'_0 &= -Y_1, \\ -\mu_2 \rho_2 + f_2 y_0 + g_2 y'_0 &= -Y_2, \\ -\mu_3 \rho_3 + f_3 y_0 + g_3 y'_0 &= -Y_3, \\ -\nu_1 \rho_1 + f_1 z_0 + g_1 z'_0 &= -Z_1, \\ -\nu_2 \rho_2 + f_2 z_0 + g_2 z'_0 &= -Z_2, \\ -\nu_3 \rho_3 + f_3 z_0 + g_3 z'_0 &= -Z_3. \end{aligned} \right\} \quad (130)$$

Если момент второго наблюдения взят за начало времени, как это удобно на практике, то $f_2 = 1$ и $g_2 = 0$.

Уравнения (130) полностью содержат геометрические и динамические условия задачи и действительны для всех классов конических сечений. Так как они — только необходимые условия, то не введено никаких искусственных трудностей или исключительных случаев, и если в специальном случае они окажутся непригодными, то никакой другой способ не будет иметь успеха.

Правые части уравнений (130) полностью известны; неизвестными в левых частях являются $\rho_1, \rho_2, \rho_3, x_0, x'_0, y_0, y'_0, z_0$ и z'_0 , так что число неизвестных в точности равняется числу уравнений. Величины ρ_1, ρ_2 и ρ_3 входят линейно, но $x_0, \dots, z'_0$ встречаются не только явно, но также в более высоких членах f_i и g_i . Решая уравнения (130) относительно ρ_1, ρ_2 , и ρ_3 , мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_2 \rho_1 &= +A_1 - \frac{f_1 g_3 - f_3 g_1}{g_3} A_2 - \frac{g_1}{g_3} A_3, \\ \Delta_2 \rho_2 &= \frac{-g_3}{f_1 g_3 - f_3 g_1} B_1 + B_2 + \frac{g_1}{f_1 g_3 - f_3 g_1} B_3, \\ \Delta_2 \rho_3 &= \frac{-g_2}{g_1} C_1 + \frac{f_1 g_3 - f_3 g_1}{g_1} C_2 + C_3, \end{aligned} \right\} \quad (131)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Delta_2 &= \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{vmatrix}, & A_i &= \begin{vmatrix} X_i & \lambda_2 & \lambda_3 \\ Y_i & \mu_2 & \mu_3 \\ Z_i & \nu_2 & \nu_3 \end{vmatrix}, \\ B_i &= \begin{vmatrix} \lambda_1 & X_i & \lambda_3 \\ \mu_1 & Y_i & \mu_3 \\ \nu_1 & Z_i & \nu_3 \end{vmatrix}, & C_i &= \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & X_i \\ \mu_1 & \mu_2 & Y_i \\ \nu_1 & \nu_2 & Z_i \end{vmatrix}. \end{aligned} \right\} \quad (132)$$

Для завершения рассмотрения надо вывести коэффициенты детерминантов в правых частях этих уравнений, как это сделано в (86), и так как Δ —

третьего порядка, то в правой части члены третьего порядка должны быть удержаны даже в первом приближении. Применив это ко второму уравнению (131), получаем уравнение в виде первого из (44). Деталей этого и завершения решения уравнений (130) коснемся в задачах в конце § 142.

142. Формулы для вычисления приближенной орбиты. Для удобства соберем здесь формулы для вычисления приближенной орбиты в том порядке, в каком ими пользуются. Формулы обозначены теми же номерами, как и в тексте.

Подготовка данных. Наблюдаемые прямые восхождения и склонения α_0 и δ_0 должны быть исправлены за прецессию, абберацию и т. д. при помощи формул:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 - 15f - g \sin(G + \alpha_0) \operatorname{tg} \delta_0 - h \sin(H + \alpha_0) \sec \delta_0, \\ \delta &= \delta_0 - i \cos \delta_0 - g \cos(G + \alpha_0) - h \cos(H + \alpha_0) \sin \delta_0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Направляющие косинусы даются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_j &= \cos \delta_j \cos \alpha_j, \\ \mu_j &= \cos \delta_j \sin \alpha_j, \\ \nu_j &= \sin \delta_j, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $j=1, 2, 3$.

Метод Лапласа. Возьмем $t_0 = t_2$, если интервалы между последовательными наблюдениями не слишком неравны, в каком случае полагаем $t_0 = \frac{1}{3}(t_1 + t_2 + t_3)$. Предположим, что $t_0 = t_2$, и допустим, что X, Y и Z табулированы в эфемеридах для t_a, t_b, t_c где t близко к t_0 . Тогда X, Y и Z в момент t_0 вычислим по формулам вида ¹⁾:

$$X = \frac{(t_0 - t_b)(t_0 - t_c)}{(t_a - t_b)(t_a - t_c)} X_a + \frac{(t_0 - t_a)(t_0 - t_c)}{(t_b - t_a)(t_b - t_c)} X_b + \frac{(t_0 - t_a)(t_0 - t_b)}{(t_c - t_a)(t_c - t_b)} X_c, \quad (31)$$

$$k(t_j - t_2) = \tau_j \quad (j=1, 2, 3; \tau_2=0), \quad (26)$$

$$P = -\tau_1 \tau_3 (\tau_3 - \tau_1), \quad (67)$$

$$D = \frac{2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda, \lambda_3 \\ \mu_1, \mu_2, \mu_3 \\ \nu_1, \nu_2, \nu_3 \end{vmatrix}, \quad (64, 65)$$

$$D_1 = -\frac{\tau_3^2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, X \\ \mu_1, \mu_2, Y \\ \nu_1, \nu_2, Z \end{vmatrix} - \frac{\tau_1^2}{P} \begin{vmatrix} \lambda_2, \lambda_3, X \\ \mu_2, \mu_3, Y \\ \nu_2, \nu_3, Z \end{vmatrix}, \quad (67)$$

$$D_2 = +\frac{2\tau_3}{P} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, X \\ \mu_1, \mu, Y \\ \nu, \nu_2, Z \end{vmatrix} + \frac{2\tau_1}{P} \begin{vmatrix} \lambda_2, \lambda_3, X \\ \mu, \mu_3, Y \\ \nu_2, \nu_3, Z \end{vmatrix}, \quad (68)$$

¹⁾ Эти уравнения очень просты, потому что t_a, t_b, t_c различаются интервалами в один день, но имеются другие еще более простые методы интерполирования.

$$R \cos \psi = X\lambda + Y\mu + Z\nu \quad (0 < \psi \leq \pi), \quad (46)$$

$$\left. \begin{aligned} N \sin m &= R \sin \psi, \\ N \cos m &= R \cos \psi - \frac{D_1}{DR^3}, \\ M &= -\frac{NDR^3}{D_1} \sin^3 \psi > 0, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

$$\sin^2 \varphi = M \sin(\varphi + m), \quad (48)$$

$$r = R \frac{\sin \psi}{\sin \varphi}, \quad \rho = R \frac{\sin(\psi + \varphi)}{\sin \varphi}, \quad (46)$$

$$\rho' = \frac{D_2}{2D} \left[\frac{1}{R^3} - \frac{1}{r^3} \right], \quad (44)$$

$$x = \rho\lambda - X, \quad y = \rho\mu - Y, \quad z = \rho\nu - Z. \quad (8)$$

Вычислим λ' , μ' , ν' из уравнений вида:

$$\lambda' = \frac{-(\tau_2 + \tau_3)t_1}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} - \frac{(\tau_3 + \tau_1)t_2}{(\tau_2 - \tau_3)(\tau_2 - \tau_1)} - \frac{(\tau_1 + \tau_2)t_3}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)}. \quad (32)$$

Вычислим X' , Y' и Z' из уравнений вида:

$$kX' = \frac{2t_2 - (t_b + t_c)}{(t_a - t_b)(t_a - t_c)} X_a + \frac{2t_2 - (t_c + t_a)}{(t_b - t_c)(t_b - t_a)} X_b + \frac{2t_2 - (t_a + t_b)}{(t_c - t_a)(t_c - t_b)} X_c. \quad (32')$$

$$\left. \begin{aligned} x' &= \rho'\lambda + \rho\lambda' - X', \\ y' &= \rho'\mu + \rho\mu' - Y', \\ z' &= \rho'\nu + \rho\nu' - Z'. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Можно ввести теперь поправку за абберационное время при помощи уравнений (70) и улучшить приближенные значения x , y , z , x' , y' и z' методами § 128 и 129, или элементы могут быть вычислены сразу из формул, данных в главе V. Формулы для определения элементов даем дальше, причем обозначение уравнений относится к главе V.

Интегралы площадей в экваториальной системе таковы:

$$\left. \begin{aligned} xy' - yx' &= b_1, \\ yz' - zy' &= b_2, \\ zx' - xz' &= b_3. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Если ε представляет наклонность эклиптики, то соответствующие постоянные в эклиптической системе равны:

$$\begin{aligned} a_1 &= b_1 \cos \varepsilon - b_3 \sin \varepsilon, \\ a_2 &= b_2, \\ a_3 &= b_1 \sin \varepsilon + b_3 \cos \varepsilon, \end{aligned}$$

i и Ω определяются при помощи (глава V) формул:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2} \cos i, \\ a_2 &= \pm \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2} \sin i \sin \Omega, \\ a_3 &= \mp \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2} \sin i \cos \Omega. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Большая полуось и параметр определяются из уравнений:

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = k^2 \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad (24)$$

$$k^2 p = k^2 a (1 - e^2) = a_1^2 + a_2^2 + a_3^2. \quad (22)$$

Из рис. 37 (стр. 213) следует, что:

$$\sin i \sin u = \sin b = \frac{z}{r},$$

$$\cos i \sin u = \cos b \sin (l - \Omega) = \frac{y}{r} \cos \Omega - \frac{x}{r} \sin \Omega,$$

$$\cos u = \cos b \cos (l - \Omega) = \frac{y}{r} \sin \Omega + \frac{x}{r} \cos \Omega,$$

откуда определяется u . Угол v дается уравнением орбиты:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v}$$

и формулой:

$$\omega = u - v.$$

Если орбита — парабола, то T определяется при помощи уравнения:

$$k(t - T) = \frac{1}{2} p^{\frac{3}{2}} \left[\operatorname{tg} \frac{v}{2} + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3 \frac{v}{2} \right]. \quad (32)$$

Если орбита — эллипс, то E , n и T определяются из формул:

$$\operatorname{tg} \frac{E}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \operatorname{tg} \frac{v}{2}, \quad (50)$$

$$n = \frac{k}{a^{\frac{3}{2}}}, \quad (30)$$

$$n(t - T) = E - e \sin E. \quad (42)$$

Соответствующие формулы для гиперболических орбит имеют вид:

$$a + r = ae \operatorname{ch} F, \quad (73)$$

$$n(t - T) = -F + e \operatorname{sh} F. \quad (74)$$

Метод Гаусса. Наблюдаемые данные исправляются с помощью уравнений (4), а направляющие косинусы даются уравнениями (6). Координаты Солнца в моменты t_1 , t_2 и t_3 могут быть вычислены из формул:

$$X_i = \frac{(t_i - t_b)(t_i - t_c)}{(t_a - t_b)(t_a - t_c)} X_a + \frac{(t_i - t_a)(t_i - t_c)}{(t_b - t_a)(t_b - t_c)} X_b + \frac{(t_i - t_a)(t_i - t_b)}{(t_c - t_a)(t_c - t_b)} X_c, \quad (31)$$

где X_a , X_b , X_c берутся из эфемерид, а t_b есть время, ближайшее к t_i , для которого X дано. Тогда

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \\ \mu_1, \mu_2, \mu_3 \\ \nu_1, \nu_2, \nu_3 \end{vmatrix}, \quad (64)$$

$$\left. \begin{aligned} K &= -\frac{1}{2} \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1 + X_3 - 2X_2, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_1 + Y_3 - 2Y_2, \mu_3 \\ \nu_1, Z_1 + Z_3 - 2Z_2, \nu_3 \end{vmatrix} \\ K_1 &= - \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1 - X_3, \lambda_3 \\ \mu_1, Y_1 - Y_3, \mu_3 \\ \nu_1, Z_1 - Z_3, \nu_3 \end{vmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Пренебрегая последним членом в (87), который очень мал, и сравнивая результат с первым уравнением (44), получаем формулы для определения r_2 и p_2 :

$$R_2 \cos \phi_2 = X_2 \lambda_2 + Y_2 \mu_2 + Z_2 \nu_2 \quad (0 < \phi_2 \leq \pi), \quad (46)$$

$$\left. \begin{aligned} N \sin m &= R_2 \sin \phi_2, \\ N \cos m &= R_2 \cos \phi_2 - \frac{K}{\Delta_2}, \\ M &= \frac{4\Delta_2 R^3 \sin^3 \phi}{K_1} > 0. \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

$$\sin^2 \varphi = M \sin(\varphi + m), \quad (48)$$

$$\left. \begin{aligned} r_2 &= \frac{R_2 \sin \phi_2}{\sin \varphi}, \\ p_2 &= R_2 \frac{\sin(\phi_2 + \varphi)}{\sin \varphi}. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Тогда ρ_1 и ρ_2 даются при помощи формул:

$$\left. \begin{aligned} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_3 \\ \mu_1, \mu_3 \end{vmatrix} \rho_1 &= \begin{vmatrix} X_1, \lambda_3 \\ Y_1, \mu_3 \end{vmatrix} - \frac{[1, 3]}{[2, 3]} \begin{vmatrix} X_2, \lambda_3 \\ Y_2, \mu_3 \end{vmatrix} + \\ &+ \frac{[1, 2]}{[2, 3]} \begin{vmatrix} X_3, \lambda_3 \\ Y_3, \mu_3 \end{vmatrix} + \rho_2 \frac{[1, 3]}{[2, 3]} \begin{vmatrix} \lambda_2, \lambda_3 \\ \mu_2, \mu_3 \end{vmatrix}, \\ \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_3 \\ \mu_1, \mu_3 \end{vmatrix} \rho_2 &= \frac{[2, 3]}{[1, 2]} \begin{vmatrix} \lambda_1, X_1 \\ \mu_1, Y_1 \end{vmatrix} - \frac{[1, 3]}{[1, 2]} \begin{vmatrix} \lambda_1, X_2 \\ \mu_1, Y_2 \end{vmatrix} + \\ &+ \begin{vmatrix} \lambda_1, X_3 \\ \mu_1, Y_3 \end{vmatrix} + \rho_2 \frac{[1, 3]}{[2, 3]} \begin{vmatrix} \lambda_1, \lambda_2 \\ \mu_1, \mu_2 \end{vmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

(или формулами, полученными из них при помощи круговой перестановки букв λ , μ , ν и X , Y , Z), где

$$2\tau = \tau_3 - \tau_1, \quad 2\varepsilon = \tau_3 + \tau_1, \quad (85)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{[1, 2]}{[2, 3]} &= \frac{1}{\frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{2\tau} + \frac{\tau^2}{4r_3^2}}, & \frac{[1, 2]}{[2, 3]} &= \frac{1 - \frac{\varepsilon}{\tau} + \frac{\tau^2}{2r_3^2}}{1 + \frac{\varepsilon}{\tau} + \frac{\tau^2}{2r_3^2}}, \\ \frac{[2, 3]}{[1, 2]} &= \frac{1 + \frac{\varepsilon}{\tau} + \frac{\tau^2}{2r_3^2}}{1 - \frac{\varepsilon}{\tau} + \frac{\tau^2}{2r_3^2}}, & \frac{[1, 3]}{[1, 2]} &= \frac{1}{\frac{1}{2} - \frac{\varepsilon}{2\tau} + \frac{\tau^2}{4r_3^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

$$\left. \begin{aligned} x_j &= \rho_j \lambda_j - X_j, \\ y_j &= \rho_j \mu_j - Y_j, \\ z_j &= \rho_j \nu_j - Z_j. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Теперь может быть введена поправка за абберационное время; первые две производные от r_j^2 можно вычислить из значений r_1^2 , r_2^2 и r_3^2 , применяя к этому случаю формулы (32); p и q можно вычислить из (74), а более точные значения P и Q можно определить из (86) и затем можно повторить вычисления, начиная с уравнений (46), или, чтобы повысить точность выражений для отношений площадей треугольников, можно применить метод Гаусса (§ 134), или элементы могут быть вычислены без дальнейшего приближения или промежуточных величин. Формулы для вычисления элементов даем ниже. Пусть прямоугольные координаты в эклиптической системе суть $\bar{x}_j$, $\bar{y}_j$, $\bar{z}_j$, и наклонность эклиптики обозначена через ε , которое не надо смешивать с ε , определенным в (85). Тогда

$$\begin{aligned} \bar{x}_j &= x_j, \\ \bar{y}_j &= +y_j \cos \varepsilon + z_j \sin \varepsilon, \\ \bar{z}_j &= -y_j \sin \varepsilon + z_j \cos \varepsilon \end{aligned} \quad (j=1, 2, 3),$$

$$\left. \begin{aligned} A\bar{x}_1 + B\bar{y}_1 + C\bar{z}_1 &= 0, \\ A\bar{x}_2 + B\bar{y}_2 + C\bar{z}_2 &= 0, \\ A\bar{x}_3 + B\bar{y}_3 + C\bar{z}_3 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

откуда

$$A : B : C = \frac{\begin{vmatrix} \bar{y}_1 & \bar{z}_1 \\ \bar{y}_2 & \bar{z}_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \bar{z}_1 & \bar{x}_1 \\ \bar{z}_2 & \bar{x}_2 \end{vmatrix}} : \frac{\begin{vmatrix} \bar{z}_1 & \bar{x}_1 \\ \bar{x}_1 & \bar{y}_1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \bar{x}_2 & \bar{y}_2 \end{vmatrix}}.$$

Тогда из уравнений, соответствующих (11), (14) и (15) главы V, находим:

$$\left. \begin{aligned} \cos i &= \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \\ \sin \delta \sin i &= \frac{\pm B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \\ \cos \delta \sin i &= \frac{\pm C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

что определяет δ и i .

Из рис. 37 следует, что аргументы широты определяются из формул:

$$\sin i \sin u_j = \frac{z_j}{r_j} \quad (j=1, 2, 3),$$

$$\cos i \sin u_j = \frac{\bar{y}_j}{r_j} \cos \delta - \frac{\bar{x}_j}{r_j} \sin \delta,$$

$$\cos u_j = \frac{\bar{y}_j}{r_j} \sin \delta + \frac{\bar{x}_j}{r_j} \cos \delta,$$

$$\sigma_1 = u_3 - u_2, \quad \sigma_2 = u_3 - u_1, \quad \sigma_3 = u_2 - u_1, \quad (116)$$

$$k \sqrt{p} (t_3 - t_1) = \frac{r_2^2 \sigma_2^2}{6\sigma_1\sigma_3} + \frac{r_2^2 \sigma_2 (2\sigma_3 - \sigma_1)}{6\sigma_3} + \frac{r_2^2 \sigma_2 (2\sigma_1 - \sigma_3)}{6\sigma_1}. \quad (119)$$

Отсюда получаем p .

$$\left. \begin{aligned} e \sin(u_1 - \omega) &= \frac{r_3(p - r_1) \cos \sigma_2 - r_1(p - r_3)}{r_1 r_3 \sin \sigma_2}, \\ e \cos(u_1 - \omega) &= \frac{p - r_1}{r_1}. \end{aligned} \right\} \quad (122)$$

Из этих уравнений находим e и ω , а зная p и e можем определить a .

Так как $v_j = u_j - \omega$ ($j=1, 2, 3$), то время прохождения через перигелий определяется совершенно так, как в методе Лапласа — уравнениями (32), (50), (30), (42), (73), (74) главы V соответственно в случае параболы, эллипса и гиперболы.

ЗАДАЧИ

1. Возьмите три наблюдения астероида, разделенные одно от другого не более чем 15 днями, или три наблюдения кометы, разделенные друг от друга не более чем 6 днями, и вычислите элементы орбит методом Лапласа, а также методом Гаусса.

2. Докажите, что видимое движение C не может совершаться постоянно вдоль большого круга, если оно не проиходит в плоскости эклиптики.

3. Примените формулы (31) и (32) к определенной не обращающей я в бесконечность функции, как, например, $x = \sin t$.

4. При помощи уравнения:

$$r^2 = R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \phi$$

исключите ρ из первого уравнения (44), рассмотрите результат методами теории алгебраических уравнений и покажите, что решения количественно согласуются с таковыми, полученными в § 119.

5. Рассмотрите детерминанты D , D_1 и D_2 , если имеются четыре наблюдения.

6. Выразите Δ_2 , когда имеется три наблюдения; через α_i и δ_i так, чтобы выявить тот факт, что оно третьего порядка.

7. Выведите в явном виде формулы, употребляя λ_i , μ_i и ν_i детерминантные обозначения для дифференциальных поправок метода Гарцера и Лейшнера.

8. Дайте геометрическое объяснение исчезновению коэффициентов ρ_1 и ρ_2 в уравнениях (89).

9. Предположим, что три положения C известны, как в § 139. Покажите: а) что три уравнения:

$$r_i = \frac{p}{1 + e \cos(u_i - \omega)} \quad (i = 1, 2, 3)$$

определяют p , e и ω , не употребляя интервалов времени, в которые описаны дуги; б) выпишите формулы для вычисления p , e и ω ; в) сравните их длину с таковой (119) и (122) и д) покажите, что p определяется неуверенно, так как оно зависит от отношения малых величин третьего порядка.

10. Предположив, что $f_2 = 1$, $g_2 = 0$, и рассматривая (130) как линейные уравнения относительно ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 , x_0 , x'_0 , y_0 , y'_0 , z_0 , z'_0 , покажите, что детерминант, составленный из коэффициентов, есть:

$$\Delta = -g_3 (f_1 g_3 - f_2 g_1) \begin{vmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ \mu_1 & \mu_2 & \mu_3 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \end{vmatrix}.$$

11. Покажите, что, употребляя разложения уравнений (86), второе уравнение (131) принимает вид (87).

12. Найдя ρ_2 из уравнения, соответствующего (87), и ρ_1 и ρ_3 из (131), покажите, что r_0 , x'_0 , y'_0 , z'_0 могут быть определены из уравнений (130). (Затем элементы могут быть определены, как в методе Лапласа.)

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Первый метод нахождения орбиты тела (кометы, движущейся по параболе) из трех наблюдений был дан Ньютоном и приведен в «Началах», книга III, предложение XL. Решение зависит от графического построения, которое при помощи последовательных приближений приводит к элементам. Одним из первых применил этот метод Галлей в комете, которая с тех пор носит его имя. Ньютон, повидому, имел затруднение с задачей определения орбит, потому что он говорит: «Эта задача очень большой трудности, я исследовал много методов для ее решения». Успех Ньютона, основавшего свои рассуждения на основных элементах проблемы, был вполне объяснен Лапласом в его мемуаре на эту тему.

Первое полное решение, не зависевшее от графического построения, было дано Эйлером в 1749 г. в его «Theoria Motuum Planetarum et Cometarum». Важные успехи были сделаны Ламбертом (Lambert) в 1761 г. До этого времени в большинстве случаев базировались на одном из двух предположений, которые лишь приблизительно правильны, т. е. что в интервал $t_3 - t_1$ наблюдаемое тело описывает прямую линию с равномерной скоростью или что радиус во время второго наблюдения делит хорду, соединяющую крайние положения, на отрезки, пропорциональные интервалам между наблюдениями. Пытаясь улучшить одно из этих предположений, Ламберт открыл зависимость между радиусами, хордой, промежутком времени и большой полуосью, упомянутой в § 92. Позднее он сделал определение зависящим от кривизны видимой орбиты, которая имеет близкое отношение к детерминанту Δ , и в этом направлении приблизился к лучшим современным методам. Он мастерски уловил физический и геометрический смысл задачи и предвосхитил многие идеи, которые были доведены до конца его преемниками лучшими и более удобными путями.

Лагранж написал три мемуара по теории орбит, два в 1778 г. и один в 1783 г. Они напечатаны вместе в его «Собрании сочинений» (т. IV, стр. 439—532). Как и можно было ожидать, Лагранж внес общность, точность и математическое изящество. Он определил геоцентрическое расстояние C во время второго наблюдения при помощи уравнения восьмой степени, которое — не что иное, как уравне-

ние (87) с r_2 , исключенным при помощи уравнения, выражающего, что S , E и C образуют треугольник в момент t_2 . Он разложил выражения для гелиоцентрических координат в ряд по степеням интервалов времени [уравнение (73)] и заложил основу для разложения выражений для промежуточных элементов в степенные ряды. Эти разложения были выполнены и приведены к виду, удобному для вычислений, Шарлье (Charlier, *Meddelande från Lunds Astr. nomiska Observatorium* № 46). Оригинальной работе Лагранжа не была придана форма, соответствующая нуждам вычислителя, и она не применялась на практике.

В 1780 г. Лаплас опубликовал совершенно новый метод (Собрание сочинений, т. X, стр. 93—146). Этот метод, основные идеи которого бы и даны в настоящей главе, послужил основанием для большей части позднейших работ. Среди работ в этом направлении можно упомянуть мемуар Виларсо (Villarceau, *Annales d'Observatoire de Paris*, III), работу Гарцера (Harzer, *Astronomische Nachrichten*, т. 14) и ее упрощение, произведенное Лейшнером (Leuschner, *Publications of the Lick Observatory*, т. VII, ч. I).

В первоначальном методе Лапласа неудобно вычислять приближения кроме первого, но метод дифференциальных поправок, предложенный Гарцером и упрощенный Лейшнером, оказался вполне удовлетворительным на практике.

В 1797 г. Ольберс опубликовал свой классический труд «Abhandlung über die leichteste und bequemste Methode, die Bahn eines Kometen zu berechnen». Этот метод не был превзойден для определения параболических орбит и широко применяется даже в настоящее время. Он дается почти в каждом сочинении по теории определения орбит.

Открытие Цереры в 1801 г. и ее потеря после того, как она была наблюдаема лишь короткое время, привлекли внимание блестящего молодого германского математика Гаусса к задаче определения элементов орбиты небесного тела из наблюдений, произведенных с Земли. Задача была быстро решена, и применение метода привело к отысканию Цереры. Гаусс разработал и усовершенствовал свою работу и в 1809 г. опубликовал ее в своей «Theoria Motus Corporum Coelestium». Эта работа, написанная человеком, который был одновременно математиком и искусным вычислителем, содержит так много ценных идей и настолько исчерпывающая, что она остается до сего времени классическим сочинением по этому вопросу. Позднейшие сочинения многим обязаны работам Гаусса.

В «Memoirs of the National Academy of Sciences», т. IV, 1888, Диббс (Dibbs) опубликовал оригинальный метод, в котором первое приближение к отношению треугольников было получено более точно, углубляя с самого начала три геоцентрических расстояния в качестве неизвестных. Этот метод отличается также тем, что он был выведен при помощи векторного анализа.

Рекомендуем познакомиться со следующими работами:

«Theoria Motus» Гаусса; «Theoretical Astronomy» Ватсона; «Bahnbestimmung» Оппольцера (исчерпывающее сочинение); «Leçons sur la Détermination des Orbites» Тиссерана, написанное в характерно ясном французском стиле; «Bahnbestimmung» Баушингера, новая превосходная книга одного из лучших авторитетов по вопросу теории орбит; «Theoretische Astronomie» Клинкерфуса (третье издание Бухгольца), прекрасная и наиболее исчерпывающая из существующих работ.

Из русских учебников укажем на следующие:

А. Я. Орлов, Теоретическая астрономия, Одесса 1921.

А. А. Иванов, Основной курс теоретической астрономии, 1923.

М. Ф. Субботин, Курс небесной механики, т. I, 1933.

ГЛАВА VII

ОБЩИЕ ИНТЕГРАЛЫ ЗАДАЧИ О n ТЕЛАХ

143. Дифференциальные уравнения движения. Предположим, что рассматриваемые тела состоят из однородных сферических слоев, тогда они притягивают друг друга так, как если бы их массы были сосредоточены в их центрах. Пусть $m_1, m_2, \dots, m_n$ представляют их массы, и x_i, y_i, z_i ($i=1, \dots, n$) обозначают координаты m_i , отнесенные к неподвижной системе осей координат. Пусть r_{ij} представляет расстояние между центрами m_i и m_j и k^2 — постоянную тяготения, зависящую от единиц измерения. Тогда составляющие силы, действующей на массу m_1 , параллельные оси x , будут:

$$-\frac{k^2 m_1 m_2}{r_{1,2}^3} \cdot \frac{(x_1 - x_2)}{r_{1,2}}, \quad \dots, \quad -\frac{k^2 m_1 m_n}{r_{1,n}^3} \cdot \frac{(x_1 - x_n)}{r_{1,n}},$$

и общей силой является их сумма. Поэтому

$$m_1 \frac{d^2 x_1}{dt^2} = -k m_1 \sum_{j=2}^n m_j \frac{(x_1 - x_j)}{r_{1,j}^3},$$

и соответствующие уравнения напишутся для y и z .

Такие уравнения можно написать для каждого тела. Система уравнений, определяющих движение n тел, будет иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} &= -k^2 m_i \sum_{j=1}^n m_j \frac{(x_i - x_j)}{r_{i,j}^3}, \\ m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} &= -k^2 m_i \sum_{j=1}^n m_j \frac{(y_i - y_j)}{r_{i,j}^3}, \\ m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} &= -k^2 m_i \sum_{j=1}^n m_j \frac{(z_i - z_j)}{r_{i,j}^3}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $i=1, \dots, n; j \neq i$.

Каждое из этих уравнений содержит все $3n$ переменных x_i, y_i и z_i , и поэтому система должна быть решена совместно. Система содержит

всего $3n$ уравнений, каждое второго порядка, так что порядок задачи равен $6n$.

Уравнениям (1) можно придать простую и изящную форму введением потенциальной функции, которая в этой задаче будет обозначена через U вместо V . Постоянную k^2 включим в потенциал. В главе IV потенциал V был определен при помощи интеграла $V = \int \frac{dm}{r}$. В этом случае система состоит из отдельных масс, и потенциал определяется формулой:

$$U = \frac{1}{2} k^2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \quad (i \neq j). \quad (2)$$

Частная производная от U по x_i имеет вид:

$$\frac{\partial U}{\partial x_i} = k^2 m_i \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{j=1}^n \frac{m_j}{r_{ij}} = -k^2 m_i \sum_{j=1}^n m_j \frac{(x_i - x_j)}{r_{ij}^3} \quad (i \neq j);$$

аналогичный результат получим дифференцированием по y_i и z_i . Поэтому уравнения (1) могут быть написаны в форме:

$$\left. \begin{aligned} m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial x_i}, \\ m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial y_i}, \\ m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial z_i}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $i = 1, \dots, n$.

144. Шесть интегралов движения центра массы. Функция U не зависит от выбора осей координат, так как она зависит только от взаимных расстояний тел. Поэтому, если мы сместим начало координат параллельно оси x в отрицательном направлении на расстояние a , то координата x каждого тела возрастет на величину a , но потенциальная функция не изменится. Так как U является функцией всех координат x , то мы можем написать:

$$U = U(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

После перемещения начала координаты x принимают вид:

$$x'_i = x_i + a \quad (i = 1, \dots, n).$$

Частная производная от U по a напишется в виде:

$$\frac{\partial U}{\partial a} = \frac{\partial U}{\partial x'_1} \frac{\partial x'_1}{\partial a} + \frac{\partial U}{\partial x'_2} \frac{\partial x'_2}{\partial a} + \dots + \frac{\partial U}{\partial x'_n} \frac{\partial x'_n}{\partial a}.$$

Но $\frac{\partial x'_i}{\partial \alpha} = 1$ ($i = 1, \dots, n$) и $\frac{\partial U}{\partial \alpha} = 0$, так как U не содержит α явным образом.

Поэтому, опуская штрихи и написав соответствующие уравнения по y_i и z_i , для смещений β и γ находим:

$$\frac{\partial U}{\partial \alpha} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial x_i} = 0,$$

$$\frac{\partial U}{\partial \beta} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial y_i} = 0,$$

$$\frac{\partial U}{\partial \gamma} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial z_i} = 0.$$

Поэтому уравнения (3) дают:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} &= 0, \\ \sum_{i=1}^n m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} &= 0, \\ \sum_{i=1}^n m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

Эти уравнения легко интегрируются, и мы находим:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i \frac{dx_i}{dt} &= \alpha_1, \\ \sum_{i=1}^n m_i \frac{dy_i}{dt} &= \beta_1, \\ \sum_{i=1}^n m_i \frac{dz_i}{dt} &= \gamma_1, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ — постоянные интегрирования. Интегрируя еще раз, мы получим:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i x_i &= \alpha_1 t + \alpha_2, \\ \sum_{i=1}^n m_i y_i &= \beta_1 t + \beta_2, \\ \sum_{i=1}^n m_i z_i &= \gamma_1 t + \gamma_2. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Пусть $\sum_{i=1}^n m_i = M$, а $\bar{x}$, $\bar{y}$ и $\bar{z}$ представляют координаты центра массы

n тел, тогда согласно § 19 мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i x_i &= M\bar{x}, \\ \sum_{i=1}^n m_i y_i &= M\bar{y}, \\ \sum_{i=1}^n m_i z_i &= M\bar{z}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

и уравнения (5) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} M\dot{x} &= \alpha_1 t + \alpha_2, \\ M\dot{y} &= \beta_1 t + \beta_2, \\ M\dot{z} &= \gamma_1 t + \gamma_2, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

откуда следует, что координаты центра массы изменяются прямо пропорционально времени. Отсюда выводим, что центр массы движется с равномерной скоростью по прямой линии. Скорость центра массы равна:

$$\bar{V} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} = \frac{1}{M} \sqrt{\alpha_1^2 + \beta_1^2 + \gamma_1^2} \quad (8)$$

и является постоянной. Исключая t из уравнений (7), находим:

$$\frac{Mx - \alpha_2}{\alpha_1} = \frac{My - \beta_2}{\beta_1} = \frac{Mz - \gamma_2}{\gamma_1}, \quad (9)$$

являющиеся симметричными уравнениями прямой линии в пространстве трех измерений.

Уравнения (8) и (9) дают теорему:

Если n тел не подвергаются действию других сил, кроме их взаимных притяжений, то их центр массы движется с равномерной скоростью по прямой линии. Если $\alpha_1 = \beta_1 = \gamma_1 = 0$, то получим частный случай $\bar{V} = 0$. Так как невозможно определить неподвижную точку в пространстве, то и невозможно определить эти шесть постоянных.

Теперь начало может быть перенесено в центр массы системы, как это было сделано в задаче двух тел, или в центр одного из тел, как это будет иметь место в § 148, и порядок задачи понизится на шесть единиц.

145. Три интеграла площадей. Потенциальная функция не изменяется при повороте осей. Предположим, что система координат повернута вокруг оси z на угол φ , и обозначим новые координаты через x'_i , y'_i и z'_i . Они связаны со старыми координатами формулами:

$$\left. \begin{aligned} x'_i &= x_i \cos \varphi - y_i \sin \varphi, \\ y'_i &= x_i \sin \varphi + y_i \cos \varphi, \\ z'_i &= z_i \quad (i=1, \dots, n). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Так как функция U не изменяется при повороте, то она не содержит явно φ , и поэтому

$$\frac{\partial U}{\partial \varphi} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial x'_i} \frac{\partial x'_i}{\partial \varphi} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial y'_i} \frac{\partial y'_i}{\partial \varphi} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial U}{\partial z'_i} \frac{\partial z'_i}{\partial \varphi} = 0. \quad (11)$$

Но из (10) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial x'_i}{\partial \varphi} &= -y'_i, \\ \frac{\partial y'_i}{\partial \varphi} &= x'_i, \\ \frac{\partial z'_i}{\partial \varphi} &= 0 \end{aligned} \quad (i=1, \dots, n);$$

поэтому (11) принимает вид:

$$\sum_{i=1}^n \left[x'_i \frac{\partial U}{\partial y'_i} - y'_i \frac{\partial U}{\partial x'_i} \right] = 0.$$

Опуская штрихи, которые больше не нужны, вследствие (3) находим, что

$$\sum_{i=1}^n m_i \left[x_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} - y_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} \right] = 0,$$

и аналогично

$$\sum_{i=1}^n m_i \left[y_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} - z_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} \right] = 0,$$

$$\sum_{i=1}^n m_i \left[z_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} - x_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} \right] = 0.$$

Каждый член этой суммы может быть проинтегрирован в отдельности, и мы получим:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i \left[x_i \frac{dy_i}{dt} - y_i \frac{dx_i}{dt} \right] &= c_1, \\ \sum_{i=1}^n m_i \left[y_i \frac{dz_i}{dt} - z_i \frac{dy_i}{dt} \right] &= c_2, \\ \sum_{i=1}^n m_i \left[z_i \frac{dx_i}{dt} - x_i \frac{dz_i}{dt} \right] &= c_3. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Выражения в скобках являются проекциями секториальных скоростей различных тел на три основных плоскости (§ 16). Так же как невозможно определить какую-либо неподвижную точку в пространстве, то также невозможно определить какое-либо неподвижное направление в пространстве, следовательно, практически невозможно определить постоянные c_1 , c_2 , c_3 . Однако принято считать, что неподвижные звезды в среднем не изменяют своего положения в пространстве, так что при наблюдении их эти постоянные могут быть определены. Однако очевидно, что имеется одинаково мало доводов как к тому, что звезды не обращаются, так и к тому, что они не движутся поступательно в пространстве,—и то и другое является чистым предположением без возможности доказательства или опровержения. Но надо заметить, что если допустить эти предположения, то постоянные c_1 , c_2 и c_3 могут быть определены с большой степенью точности, в то время как при настоящем состоянии наблюдательной астрономии постоянные уравнений (4) не могут быть найдены сколько-нибудь точно.

Пусть A_i , B_i и C_i представляют проекции площадей, описанных прямой, проведенной от начала к телу m_i соответственно на плоскости xy , yz и zx , тогда (12) может быть написано так:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i \frac{dA_i}{dt} &= c_1, \\ \sum_{i=1}^n m_i \frac{dB_i}{dt} &= c_2, \\ \sum_{i=1}^n m_i \frac{dC_i}{dt} &= c_3, \end{aligned} \right\}$$

откуда интегрированием находим:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i A_i &= c_1 t + c'_1, \\ \sum_{i=1}^n m_i B_i &= c_2 t + c'_2, \\ \sum_{i=1}^n m_i C_i &= c_3 t + c'_3. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Отсюда теорема:

Суммы произведений масс на проекции площадей, описанных соответствующими радиусами, пропорциональны времени, или из (12): суммы произведений масс на скорости проекций площадей являются постоянными.

Возможно, как это впервые было показано Лапласом, направить оси так, чтобы две постоянных в уравнении (12) равнялись нулю, в то время как третья равняется $\sqrt{c_1^2 + c_2^2 + c_3^2}$. Это плоскость максимальной суммы произведений масс на скорости проекций площадей. Ее отношения к первоначальным неподвижным осям определяются постоянными c_1, c_2, c_3 , и ее положение поэтому всегда одно и то же. Поэтому она была названа Лапласом неизменной плоскостью. В настоящее время неизменная плоскость солнечной системы наклонена к эклиптике приблизительно на 2° , и долгота ее восходящего узла равна приблизительно 286° . Эти цифры несколько неточны вследствие нашего неточного знания масс некоторых планет.

Если бы положение неизменной плоскости было точно известно, то она имела бы некоторые практические преимущества перед эклиптической, которая подвергается значительным изменениям как фундаментальная плоскость отсчета. Неизменная плоскость имела большое значение в некоторых теоретических исследованиях¹⁾.

146. Интеграл энергии²⁾. Умножая уравнения (3) соответственно на $\frac{dx_i}{dt}, \frac{dy_i}{dt}, \frac{dz_i}{dt}$, складывая и суммируя по отношению к i , находим:

$$\sum_{i=1}^n m_i \left\{ \frac{d^2 x_i}{dt^2} \frac{dx_i}{dt} + \frac{d^2 y_i}{dt^2} \frac{dy_i}{dt} + \frac{d^2 z_i}{dt^2} \frac{dz_i}{dt} \right\} = \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{\partial U}{\partial x_i} \frac{dx_i}{dt} + \frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{dy_i}{dt} + \frac{\partial U}{\partial z_i} \frac{dz_i}{dt} \right\}. \quad (14)$$

Потенциал U есть функция $3n$ переменных x_i, y_i, z_i , поэтому правая часть (14) является полной производной от U по t . После интегрирования обеих частей этого уравнения находим:

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n m_i \left\{ \left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy_i}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz_i}{dt} \right)^2 \right\} = U + h. \quad (15)$$

Левая часть этого уравнения есть кинетическая энергия всей системы, правая часть — потенциальная функция плюс постоянная.

Пусть потенциальная энергия одной конфигурации системы по отношению к другой конфигурации определена как количество работы, требуемой, чтобы перевести ее из одной в другую. Если два тела взаимно притягиваются обратно пропорционально квадрату расстояния, то действующую

1) См. мемуары Якоби, Journal de Math., т. IX; Тиссеран, Mécanique Céleste, т. I, гл. XXV; Пуанкаре, Les Méthodes nouvelles de la Mécanique Céleste, т. I, ч. 39.

2) Его часто называют интегралом живых сил

шая между ними сила равна $\frac{k^2 m_i m_j}{r_{i,j}^2}$. Количество работы, употребленной для изменения их расстояния от $r_{i,j}^{(0)}$ до $r_{i,j}$, таково:

$$W_{ij} = k^2 m_i m_j \int_{r_{i,j}^{(0)}}^{r_{i,j}} \frac{dr_{i,j}}{r_{i,j}^2} = k^2 m_i m_j \left[\frac{1}{r_{i,j}^{(0)}} - \frac{1}{r_{i,j}} \right]. \quad (16)$$

Если в начале движения тела находились на бесконечном расстоянии одно от другого, то $r_{i,j}^{(0)} = \infty$, и (16) принимает вид:

$$-W_{i,j} = \frac{k^2 m_i m_j}{r_{i,j}},$$

откуда

$$U = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n W_{i,j}.$$

Поэтому U является потенциальной энергией всей системы, взятой с обратным знаком, принимая начальное положение тел в бесконечности.

Это дает теорему:

В системе n тел, не подверженных никаким силам кроме их взаимных притяжений, сумма кинетической и потенциальной энергии постоянна.

147. Вопрос о новых интегралах. Из всех 61 интегралов, требуемых для полного решения задачи, мы получили 10. Известны лишь эти 10 интегралов, и возникает вопрос, существуют ли еще интегралы какого-либо вида.

В глубоком мемуаре в «Acta Mathematica», т. XI, Брунс (Bruns) показал, что если за зависящие переменные взяты прямоугольные координаты, то не имеется новых алгебраических интегралов. Это, конечно, не исключает возможности алгебраических интегралов при употреблении других переменных. Пуанкаре (Poincaré) показал в премированном мемуаре в «Acta Mathematica», т. XIII, и затем с некоторыми дополнениями в «Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste», гл. V, что задача трех тел не допускает новых однозначных трансцендентных интегралов, даже если массы двух тел очень малы по сравнению с массой третьего тела. В этой теореме зависящие переменные суть элементы орбит тел, которые непрерывно меняются вследствие их взаимных притяжений. Не следует думать, что интегралы класса, рассмотренного Пуанкаре, не существуют, когда взяты другие зависимые переменные. На самом деле Леви-Чивита (Levi-Civita) показал существование этого класса интегралов в специальной задаче, которая подходит под теорему Пуанкаре, когда употреблены соответствующие переменные («Acta Mathematica», т. XXX). Практическое значение теорем Брунса и Пуанкаре часто переоценивалось теми, которые забывали условия, при которых была доказана их правильность.

ЗАДАЧИ

1. Напишите уравнения (1), когда сила изменяется обратно пропорционально l -й степени расстояния. Для каких значений l все уравнения становятся независимыми? Задача l тел может быть полностью решена для этого закона силы; покажите, что по отношению к центру массы системы все орбиты — эллипсы с центром в этой точке. Покажите, что орбита любого тела по отношению ко всякому другому также является центральным эллипсом и что то же самое имеет место в движении всякого тела по отношению к центру массы любой подгруппы всей системы. Покажите, что все периоды равны.

2. Каково определение потенциальной функции, если сила изменяется обратно пропорционально l -й степени расстояния?

3. Выведите уравнения, непосредственно предшествующие (4), прямо из уравнений (1).

4. Докажите, что теорема о движении центра массы применима, когда сила изменяется пропорционально любой степени расстояния.

5. Выведите уравнения, непосредственно предшествующие (12), прямо из уравнений (1) и покажите, что они применимы, когда сила меняется пропорционально любой степени расстояния.

6. Любая плоскость, проходящая через начало, может быть изменена в любую другую плоскость, проходящую через начало, вращением «около каждой из двух координатных осей. Преобразуйте уравнения (12) последовательным вращением вокруг двух осей и покажите, что углы вращения могут быть выбраны так, что две постоянные, которым равны функции новых координат, подобные (12), равняются нулю и что третья есть $\sqrt{c_1^2 + c_2^2 + c_3^2}$. (Этот метод был употреблен Лапласом для доказательства существования неизменной плоскости.)

7. Почему уравнения (13) не рассматриваются как интегралы дифференциальных уравнений (1), доводя таким образом общее число интегралов до тринадцати.

148. Перенесение начала в Солнце. Нам ничего неизвестно об абсолютных движениях планет, потому что наблюдения дают сведения лишь об их относительных положениях или об их положениях относительно Солнца. Правда, известно, что солнечная система движется по направлению к созвездию Геркулеса, но надо помнить, что это движение происходит лишь по отношению к некоторым звездам. Задача небесной механики состоит в определении относительных положений членов солнечной системы или в частности в определении положений планет по отношению к Солнцу. Для этой цели удобно перенести начало в Солнце и преобразовать соответствующим образом дифференциальные уравнения.

Предположим, что m_n — Солнце; возьмем его центр за начало, и пусть координаты тела m_i по отношению к новой системе будут x'_i, y'_i, z'_i . Тогда старые координаты выражаются через новые формулами:

$$x_i = x'_i + x_n,$$

$$y_i = y'_i + y_n, \quad (i = 1, \dots, n-1).$$

$$z_i = z'_i + z_n$$

Так как разности старых переменных равны соответствующим разностям новых, то очевидно, что:

$$\frac{\partial U}{\partial x_i} = \frac{\partial U}{\partial x'_i}, \quad \frac{\partial U}{\partial y_i} = \frac{\partial U}{\partial y'_i}, \quad \frac{\partial U}{\partial z_i} = \frac{\partial U}{\partial z'_i} \quad (i = 1, \dots, n-1).$$

Вследствие этих преобразований уравнения (3) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'_i}{dt^2} + \frac{d^2 x_n}{dt^2} &= \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial x'_i}, \\ \frac{d^2 y'_i}{dt^2} + \frac{d^2 y_n}{dt^2} &= \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial y'_i}, \\ \frac{d^2 z'_i}{dt^2} + \frac{d^2 z_n}{dt^2} &= \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial z'_i}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где $i = 1, \dots, n-1$.

Так как начало находится в $x'_n = y'_n = z'_n = 0$, то после подстановки $i = n$ первое уравнение (1) дает:

$$\frac{d^2 x_n}{dt^2} = \frac{k^2 m_1 x'_1}{r_{1,n}^3} + \frac{k^2 m_2 x'_2}{r_{2,n}^3} + \dots + \frac{k^2 m_{n-1} x'_{n-1}}{r_{n-1,n}^3} = k^2 \sum_{j=1}^{n-1} \frac{m_j x'_j}{r_{j,n}^3}. \quad (18)$$

Это уравнение и соответствующие с y и z , внесенные в (17), завершают переход к новым переменным, но удобнее комбинировать члены иначе, так, чтобы те, которые происходят от притяжения Солнца, были отделены от других. Напишем дифференциальные уравнения для тела m_1 , откуда путем перестановки индексов можно образовать другие.

Потенциальную функцию можно разбить на сумму:

$$U = k^2 m_n \sum_{i=1}^{n-1} \frac{m_i}{r_{i,n}} + \frac{1}{2} k^2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=1}^{n-1} \frac{m_i m_j}{r_{i,j}} \quad (i \neq j)$$

или

$$U = k^2 m_n \sum_{j=1}^{n-1} \frac{m_j}{r_{j,n}} + U'. \quad (19)$$

Подставляя выражения (18) и (19) в уравнения (17), мы перепишем их в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'_1}{dt^2} + k^2 (m_1 + m_n) \frac{x'_1}{r_{1,n}^3} &= \frac{1}{m_1} \frac{\partial U'}{\partial x'_1} - k^2 \sum_{j=2}^{n-1} \frac{m_j x'_j}{r_{j,n}^3}, \\ \frac{d^2 y'_1}{dt^2} + k^2 (m_1 + m_n) \frac{y'_1}{r_{1,n}^3} &= \frac{1}{m_1} \frac{\partial U'}{\partial y'_1} - k^2 \sum_{j=2}^{n-1} \frac{m_j y'_j}{r_{j,n}^3}, \\ \frac{d^2 z'_1}{dt^2} + k^2 (m_1 + m_n) \frac{z'_1}{r_{1,n}^3} &= \frac{1}{m_1} \frac{\partial U'}{\partial z'_1} - k^2 \sum_{j=2}^{n-1} \frac{m_j z'_j}{r_{j,n}^3}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Положим:

$$R_{1,j} = k^2 \left\{ \frac{1}{r_{1,j}} - \frac{x'_1 x'_j + y'_1 y'_j + z'_1 z'_j}{r_{j,n}^3} \right\},$$

тогда уравнения (20) могут быть написаны в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'_1}{dt^2} + k^2 (m_1 + m_n) \frac{x'_1}{r_{1,n}^3} &= \sum_{j=2}^{n-1} m_j \frac{\partial R_{1,j}}{\partial x'_1}, \\ \frac{d^2 y'_1}{dt^2} + k^2 (m_1 + m_n) \frac{y'_1}{r_{1,n}^3} &= \sum_{j=2}^{n-1} m_j \frac{\partial R_{1,j}}{\partial y'_1}, \\ \frac{d^2 z'_1}{dt^2} + k^2 (m_1 + m_n) \frac{z'_1}{r_{1,n}^3} &= \sum_{j=2}^{n-1} m_j \frac{\partial R_{1,j}}{\partial z'_1}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Отбросим штрихи, которые больше не нужны, и напомним аналогичные уравнения для других тел, для чего положим:

$$R_{i,j} = k^2 \left\{ \frac{1}{r_{i,j}} - \frac{x_i x_j + y_i y_j + z_i z_j}{r_{j,n}^3} \right\} \quad (i \neq j). \quad (22)$$

Тогда уравнения относительного движения будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x_i}{dt^2} + k^2 (m_i + m_n) \frac{x_i}{r_{i,n}^3} &= \sum_{j=1}^{n-1} m_j \frac{\partial R_{i,j}}{\partial x_i}, \\ \frac{d^2 y_i}{dt^2} + k^2 (m_i + m_n) \frac{y_i}{r_{i,n}^3} &= \sum_{j=1}^{n-1} m_j \frac{\partial R_{i,j}}{\partial y_i}, \\ \frac{d^2 z_i}{dt^2} + k^2 (m_i + m_n) \frac{z_i}{r_{i,n}^3} &= \sum_{j=1}^{n-1} m_j \frac{\partial R_{i,j}}{\partial z_i}, \end{aligned} \right\} \quad (i \neq j) \quad (23)$$

где $i = 1, \dots, n-1$.

149. Динамическое значение уравнений. Чтобы легче понять значение уравнений, предположим, что имеется лишь три тела m_1 , m_2 и m_n , из которых m_n — Солнце с массой, равной единице, и пусть расстояния от него до m_1 и m_2 соответственно равны r_1 и r_2 . Тогда уравнения (23) полностью напишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} + k^2 (1 + m_1) \frac{x_1}{r_1^3} &= k^2 m_2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \frac{1}{r_{1,2}} - \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{r_2^3} \right\}, \\ \frac{d^2 y_1}{dt^2} + k^2 (1 + m_1) \frac{y_1}{r_1^3} &= k^2 m_2 \frac{\partial}{\partial y_1} \left\{ \frac{1}{r_{1,2}} - \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{r_2^3} \right\}, \\ \frac{d^2 z_1}{dt^2} + k^2 (1 + m_1) \frac{z_1}{r_1^3} &= k^2 m_2 \frac{\partial}{\partial z_1} \left\{ \frac{1}{r_{1,2}} - \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{r_2^3} \right\}, \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} + k^2 (1 + m_2) \frac{x_2}{r_2^3} &= k^2 m_1 \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ \frac{1}{r_{2,1}} - \frac{x_2 x_1 + y_2 y_1 + z_2 z_1}{r_1^3} \right\}, \\ \frac{d^2 y_2}{dt^2} + k^2 (1 + m_2) \frac{y_2}{r_2^3} &= k^2 m_1 \frac{\partial}{\partial y_2} \left\{ \frac{1}{r_{2,1}} - \frac{x_2 x_1 + y_2 y_1 + z_2 z_1}{r_1^3} \right\}, \\ \frac{d^2 z_2}{dt^2} + k^2 (1 + m_2) \frac{z_2}{r_2^3} &= k^2 m_1 \frac{\partial}{\partial z_2} \left\{ \frac{1}{r_{2,1}} - \frac{x_2 x_1 + y_2 y_1 + z_2 z_1}{r_1^3} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Если бы m_2 было нуль, то первые три уравнения не зависели бы от вторых трех и были бы уравнениями для относительного движения тела m по отношению к $m_n = 1$, и их можно было бы проинтегрировать. Все отклонения от чисто эллиптического движения возникают от присутствия правых частей, которые в первых трех уравнениях являются частными производными от $R_{1,2}$ соответственно по переменным x_1, y_1 и z_1 . Поэтому $m_2 R_{1,2}$ называется *пертурбационной функцией*.

Частные производные первых членов правых частей первых трех уравнений соответственно равны:

$$-k^2 m_2 \frac{(x_1 - x_2)}{r_{1,2}^3}, \quad -k^2 m_2 \frac{(y_1 - y_2)}{r_{1,2}^3}, \quad -k^2 m_2 \frac{(z_1 - z_2)}{r_{1,2}^3},$$

что является составляющими ускорениями m_1 вследствие притяжения m_2 . Частные производные вторых членов таковы:

$$-k^2 m_2 \frac{x_2}{r_2^3}, \quad -k^2 m_2 \frac{y_2}{r_2^3}, \quad -k^2 m_2 \frac{z_2}{r_2^3},$$

являющиеся составляющими ускорения Солнца с обратным знаком вследствие притяжения m_2 . Поэтому правые части первых трех уравнений (24) являются разностями составляющих ускорения m_2 и Солнца вследствие притяжения m_1 . Подобным образом правые части последних трех уравнений суть разности составляющих ускорения m_2 и Солнца вследствие притяжения m_1 .

Если два тела подвержены равным параллельным ускорениям, то их относительные положения не изменятся. Разности их ускорений происходят вследствие возмущающих сил и измеряют эти возмущения. Поэтому правые части уравнений (24)—именно те части ускорений, которые происходят вследствие возмущающих сил.

Если имеется $n-2$ возмущающих тела, то правые части являются суммами членов, зависящих от тел $m_2, \dots, m_{n-1}$, подобных правым частям (24), которые зависят от одного m_2 , или, другими словами, все равнодействующие возмущающих ускорений равны суммам частей, возникающих от действия отдельных возмущающих тел.

150. Порядок системы уравнений. Порядок системы уравнений (23) есть $6n-6$ вместо $6n$, как это было в случае абсолютного движения. В абсолютном движении было найдено десять интегралов, при помощи которых порядок системы может быть понижен до $6n-10$. Шесть из этих интегралов относились к движению центра массы, три — к секториальным скоростям и один — к энергии системы.

В настоящем случае могут быть найдены лишь четыре интеграла, три интеграла площадей и интегралы энергии, которые также понижают порядок задачи порядок до $6n-10$.

Задача может быть прямо приведена к порядку $6n-6$, если употреблять интегралы для центра массы. В частности рассмотрим дифференциальные уравнения для тел $m_1, m_2, \dots, m_{n-1}$. В первоначальных уравнениях они содержат координаты m_n , но эти величины могут быть исключены с помощью уравнений (5).

Большой интерес представляет вопрос, чисто ли периодичны движения членов такой системы, как Солнце и планеты. Ньюкомб показал в важном мемуаре, опубликованном в «*Smithsonian Contributions to Knowledge*», декабрь 1874 г., что дифференциальным уравнениям можно формально удовлетворить чисто периодическими рядами. Однако он не доказал сходимости этих рядов и действительно, Пуанкаре показал в «*Les Méthodes Nouvelles*», гл. IX и XII, что они вообще расходятся.

Как было упомянуто в § 147, Брунс доказал в «*Acta Mathematica*», т. XI, что при употреблении прямоугольных координат не существует новых алгебраических интегралов, а Пуанкаре показал в «*Acta Mathematica*», т. XIII, что при употреблении элементов как переменных не существует новых однозначных трансцендентных интегралов, даже если массы всех тел, кроме одного, очень малы.

Для дальнейшего чтения по вопросу об общих дифференциальных уравнениях при выборе различных переменных изучающим можно рекомендовать «*Mécanique Céleste*» Тиссерана, т. I, гл. III, IV и V.

ГЛАВА VIII

ЗАДАЧА О ТРЕХ ТЕЛАХ

151. Специальные случаи задачи о трех телах. В предыдущей главе были выведены дифференциальные уравнения задачи о n телах и рассмотрены общие свойства этих уравнений. Точное интегрирование невозможно даже для простейшего случая, когда $n=3$, т. е. для задачи о трех телах. Тем не менее начальные значения можно выбрать таким образом, что задача разрешается до конца. Хотя эти специальные случаи не имеют непосредственного практического значения, но их исследование чрезвычайно важно и имеет глубокий теоретический смысл, а поэтому мы и посвящаем этому вопросу особую главу.

Первая часть этой главы будет посвящена исследованию некоторых свойств движения бесконечно малого тела, которое притягивается двумя конечными телами, обращающимися по кругу вокруг их центра массы. Затем мы рассмотрим доказательство существования некоторых частных решений, в которых расстояния бесконечно малого тела от конечных тел постоянны. Вторая часть этой главы посвящается изложению метода нахождения частных решений общей задачи о трех телах, в которых отношения их взаимных расстояний постоянны.

Частные решения задачи трех тел, которые мы здесь рассмотрим, впервые были получены Лагранжем в премиюванном мемуаре 1772 г. Метод, принятый здесь, радикально отличается от метода Лагранжа и легче поддается обобщению для случая большего количества тел. Но, с другой стороны, этим методом не достигается понижение порядка задачи, что составляло интересную черту мемуара Лагранжа. Однако так как не было возможности использовать каким-либо путем это понижение, то оно не имеет особого практического значения.

С математической точки зрения бесконечно малое тело — это такое тело, которое притягивается конечными массами, но само их не притягивает. С физической точки зрения это тело настолько малой массы, что вызванные возмущения в движении конечных тел остаются меньше любого сколь угодно малого количества в течение сколь угодно большого промежутка времени. Задача о движении бесконечно малого тела также еще не решена, но многочисленные исследования настолько продвинули вперед эту задачу, что теперь известны многие существенные свойства движения в этом частном и специальном случае задачи о трех телах.

Заметим, что обычно эта задача носит название «ограниченной задачи о трех телах».

ДВИЖЕНИЕ БЕСКОНЕЧНО МАЛОГО ТЕЛА

152. Дифференциальные уравнения движения. Предположим, что система состоит из двух конечных тел, обращающихся по кругам вокруг их общего центра массы, и из бесконечно малого тела, подверженного действию их притяжения. Примем за единицу массы сумму масс конечных тел, тогда массы могут быть представлены в виде $1 - \mu$ и μ , где $\mu < \frac{1}{2}$. За единицу расстояния примем постоянное расстояние между конечными телами и единицу времени выберем так, чтобы k^2 также равнялось единице.

Возьмем начало координат в центре массы конечных тел и выберем направления осей таким образом, что плоскость $\xi\eta$ является плоскостью движения конечных масс. Пусть координаты масс $1 - \mu$, μ и бесконечно малого тела обозначены соответственно через $\xi_1, \eta_1, 0$; $\xi_2, \eta_2, 0$ и ξ, η, ζ ; кроме того, положим:

$$r_1 = \sqrt{(\xi - \xi_1)^2 + (\eta - \eta_1)^2 + \zeta^2},$$

$$r_2 = \sqrt{(\xi - \xi_2)^2 + (\eta - \eta_2)^2 + \zeta^2}.$$

Тогда дифференциальные уравнения движения бесконечно малого тела будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\xi}{dt^2} &= -(1-\mu) \frac{(\xi - \xi_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(\xi - \xi_2)}{r_2^3}, \\ \frac{d^2\eta}{dt^2} &= -(1-\mu) \frac{(\eta - \eta_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(\eta - \eta_2)}{r_2^3}, \\ \frac{d^2\zeta}{dt^2} &= -(1-\mu) \frac{\zeta}{r_1^3} - \mu \frac{\zeta}{r_2^3}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

При нашем выборе единиц среднее угловое движение конечных масс равно:

$$n = k \frac{\sqrt{(1-\mu)^2 + \mu^2}}{a^{\frac{3}{2}}} = 1.$$

Отнесем теперь движение тел к новой системе осей координат, имеющих то же начало, как и старые, но вращающихся в плоскости $\xi\eta$ в направлении движения конечных тел с равномерной угловой скоростью, принимаемой также за единицу. Координаты в новой системе определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= x \cos t - y \sin t, \\ \eta &= x \sin t + y \cos t, \\ \zeta &= z \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

и подобными уравнениями для букв с индексами 1 и 2. Вычисляя вторые производные от выражений (2) и подставляя в (1), находим:

$$\left. \begin{aligned} & \left\{ \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} - x \right\} \cos t - \left\{ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} - y \right\} \sin t = \\ & = - \left\{ (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{r_1^3} + \mu \frac{(x-x_2)}{r_2^3} \right\} \cos t + \\ & + \left\{ (1-\mu) \frac{(y-y_1)}{r_1^3} + \mu \frac{(y-y_2)}{r_2^3} \right\} \sin t, \\ & \left\{ \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} - x \right\} \sin t + \left\{ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} - y \right\} \cos t = \\ & = \left\{ (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{r_1^3} + \mu \frac{(x-x_2)}{r_2^3} \right\} \sin t - \\ & - \left\{ (1-\mu) \frac{(y-y_1)}{r_1^3} + \mu \frac{(y-y_2)}{r_2^3} \right\} \cos t, \\ & \frac{d^2z}{dt^2} = - (1-\mu) \frac{z}{r_1^3} - \mu \frac{z}{r_2^3}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Умножив первые два уравнения соответственно на $\cos t$ и $\sin t$, затем на $-\sin t$ и $\cos t$ и сложив, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} &= x - (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(x-x_2)}{r_2^3}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} &= y - (1-\mu) \frac{(y-y_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(y-y_2)}{r_2^3}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= - (1-\mu) \frac{z}{r_1^3} - \mu \frac{z}{r_2^3}. \end{aligned}$$

Направления осей можно выбрать таким образом, чтобы ось x постоянно проходила через центры конечных тел, тогда $y_1=0$, $y_2=0$, и уравнения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} &= x - (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(x-x_2)}{r_2^3}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} &= y - (1-\mu) \frac{y}{r_1^3} - \mu \frac{y}{r_2^3}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= - (1-\mu) \frac{z}{r_1^3} - \mu \frac{z}{r_2^3}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Это — дифференциальные уравнения движения бесконечно малого тела, отнесенного к вращающимся осям так, что конечные тела всегда лежат на оси x . Существенным в уравнениях (4) является то, что они не содержат явно независимой переменной t , так как вследствие вращения осей координаты конечных тел стали постоянными. Наоборот, в уравнениях (1) величины ξ_1 , ξ_2 , η_1 и η_2 являются функциями t .

Общая задача определения движения бесконечно малого тела — шестого порядка; если же оно движется в плоскости движения конечных тел, то задача — четвертого порядка.

153. Интеграл Якоби. Уравнения (4) имеют интеграл, который впервые был получен Якоби в «Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris», т. III, стр. 59, и который был рассмотрен Хиллом (Hill) в первом из его знаменитых мемуаров по теории Луны («The American Journal of Mathematics», т. I, стр. 18), а также Дарвином в его мемуарах о периодических орбитах («Acta Mathematica», т. XXI, стр. 102). Положим:

$$U = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \frac{(1-\mu)}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}, \quad (5)$$

тогда уравнения (4) могут быть написаны в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} &= \frac{\partial U}{\partial x}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} &= \frac{\partial U}{\partial y}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Если эти уравнения умножить соответственно на $2 \frac{dx}{dt}$, $2 \frac{dy}{dt}$ и $2 \frac{dz}{dt}$ и сложить, то полученное уравнение может быть проинтегрировано, так как U есть функция только x , y и z , и мы получим:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = V^2 = 2U - C \equiv x^2 + y^2 + \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C, \quad (7)$$

где C — постоянная интегрирования.

Чтобы решить задачу полностью, надо найти еще пять интегралов. Если бесконечно малое тело движется в плоскости xu , то остается найти еще три интеграла, из которых два последних могут быть получены посредством *последнего множителя* ¹⁾ Якоби, если бы был найден первый. Таким образом очевидно, что для полного решения этой специальной задачи в плоскости ²⁾ требуется еще лишь один новый интеграл. Брунс в «Acta Mathematica», т. XI, доказал, что при употреблении прямоугольных координат не существует никаких новых алгебраических интегралов, а Пуанкаре доказал в «Les Méthodes nouvelles de la Mécanique Céleste», т. I, гл. V, что при употреблении в качестве переменных элементов нет также новых однозначных трансцендентных интегралов, даже если масса одного из конечных тел очень мала по сравнению с другим телом (см. § 147). Эти доказательства очень сложны и здесь воспроизведены быть не могут.

¹⁾ Выведен Якоби в «Vorlesungen über Dynamik»; см. также Whittaker, Analytische Dynamik. *Прим. ред.*

²⁾ Хилл придал своим специальным уравнениям такую форму, что они могут быть приведены к квадратурам, если единственная переменная выражается через время, «American Journal of Mathematics», т. I, стр. 16.

154. Поверхности нулевой относительной скорости¹⁾. Уравнение (7) дает соотношение между квадратом скорости и координатами бесконечно малого тела относительно вращающихся осей. Поэтому, если постоянная интегрирования C определена численно начальными условиями, то уравнение (7) определяет скорость, с которой движется бесконечно малое тело, если оно вообще движется, во всех точках вращающегося пространства; обратно, для данной скорости уравнение (7) дает геометрическое место точек относительного пространства, в которых может находиться бесконечно малое тело. В частности, если V в этом уравнении положить равным нулю, то оно определит поверхности, на которых скорость будет равна нулю. С одной стороны от этих поверхностей скорость будет действительна, а с другой мнима²⁾; другими словами, тело может двигаться с одной стороны поверхности и не может двигаться с другой. Общая теорема о том, что функция меняет знак, если пересекается поверхность, на которой она равна нулю (по крайней мере в регулярной точке поверхности), доказана в § 120. Несмотря на то, что вообще невозможно сказать, кроме весьма специальных случаев, какой будет орбита, все же это деление относительного пространства покажет, в каких частях бесконечно малое тело может двигаться и в каких частях не может.

Уравнение поверхностей нулевой относительной скорости имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} x^2 + y^2 + \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} &= C, \\ r_1 &= \sqrt{(x-x_1)^2 + y^2 + z^2}, \\ r_2 &= \sqrt{(x-x_2)^2 + y^2 + z^2}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Так как сюда входят лишь квадраты координат y и x , то поверхности, определенные уравнением (8), симметричны по отношению к плоскостям xy и xz , а если $\mu = \frac{1}{2}$, то также и по отношению к плоскости yz . Поверхности для $\mu \neq \frac{1}{2}$ можно рассматривать как деформированные поверхности для $\mu = \frac{1}{2}$. Из того, каким образом в уравнение входит z , следует, что линия, параллельная оси z , встречается поверхности в двух (или ни в одной) действительных точках.

Кроме того, поверхности заключены внутри прямого круглого цилиндра, ось которого есть z и радиус $\sqrt{C}$, к которому некоторые поверхности асимптотически приближаются, когда z^2 стремится к бесконечности. Уравнение этого цилиндра имеет вид:

$$x^2 + y^2 = C.$$

¹⁾ Впервые рассмотрены Хиллом в его теории Луны, «The American Journal of Mathematics», т. I, и затем для движения в плоскости xy Дарвином в его «Периодических орбитах» в «Acta Mathematica», т. XXI.

²⁾ Так как V^2 имеет разные знаки. Прим. ред.

155. Приближенные формы поверхностей. Из свойств поверхностей, разобранных в предшествующем параграфе, и из форм кривых, по которым поверхности пересекают координатные плоскости, может быть получено общее понятие о их форме. Полагая в первом уравнении (8) z равным нулю, получаем уравнение линии пересечения поверхностей с плоскостью xy :

$$x^2 + y^2 + \frac{2(1-\mu)}{\sqrt{(x-x_1)^2 + y^2}} + \frac{2\mu}{\sqrt{(x-x_2)^2 + y^2}} = C. \quad (9)$$

Для очень больших значений x и y , удовлетворяющих этому уравнению, третий и четвертый члены малы, и уравнение может быть написано так:

$$x^2 + y^2 = C - \frac{2(1-\mu)}{\sqrt{(x-x_1)^2 + y^2}} - \frac{2\mu}{\sqrt{(x-x_2)^2 + y^2}} = C - \epsilon,$$

где ϵ — малая величина. Это есть уравнение окружности, радиус которой равен $\sqrt{C - \epsilon}$, следовательно, одна ветвь кривой пересечения поверхности

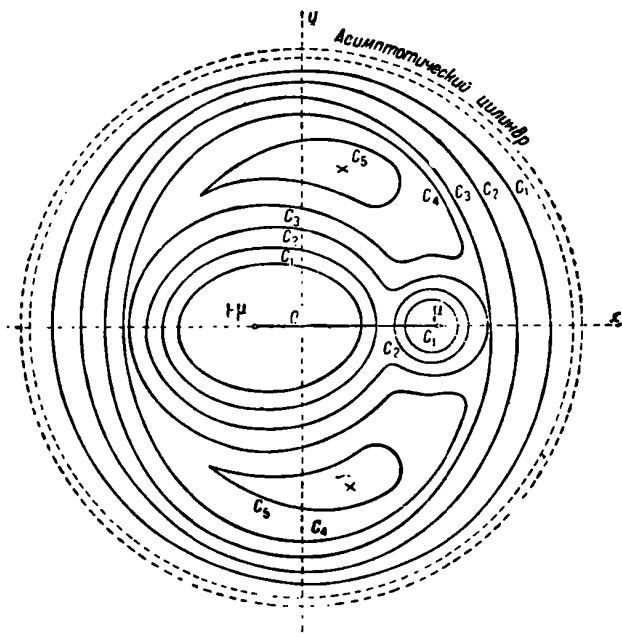


Рис. 38.

с плоскостью xy представляет собой близкий к окружности овал, лежащий внутри асимптотического цилиндра. Заметим также, что чем больше C , тем больше значения x и y , удовлетворяющие этому уравнению, тем меньше ϵ , тем ближе кривая к окружности и тем больше она приближается к асимптотическому цилиндру.

Для малых значений x и y , удовлетворяющих уравнению (9), первый и второй члены малы, и уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} = \frac{C}{2} - \frac{x^2 + y^2}{2} = \frac{C}{2} - \varepsilon.$$

Это уравнение *эквипотенциальных кривых*¹⁾ для двух притягивающих центров $1-\mu$ и μ . Для больших значений C они состоят из замкнутых овалов вокруг каждого тела $1-\mu$ и μ ; для меньших значений C эти овалы соединяются между телами, образуя фигуру, имеющую форму гимнастических гирь, в которой концы разной величины, за исключением

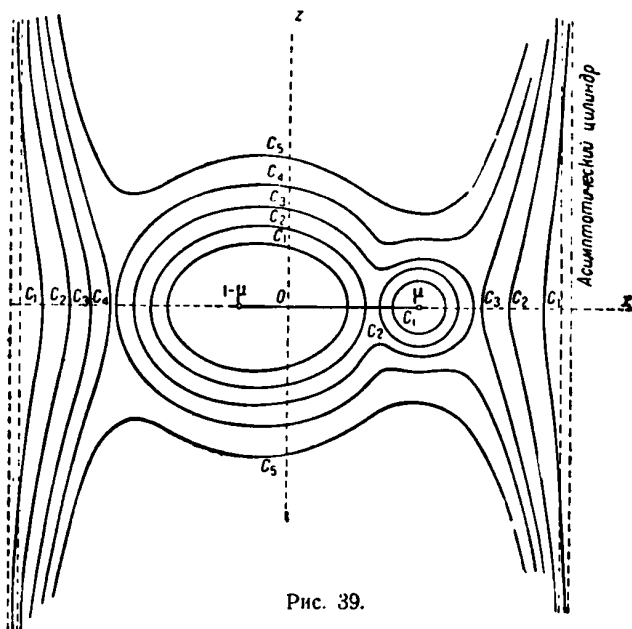


Рис. 39.

когда $\mu = \frac{1}{2}$; для еще меньших значений C ручка гири увеличивается, пока фигура не станет овалом, включающим оба тела.

Из предыдущих рассуждений следует, что приближенные формы кривых, по которым поверхности пересекают плоскость xu , таковы, как изображено на рис. 38. Кривые C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 располагаются в порядке возрастающих значений постоянной C . Они нарисованы не по числовым вычислениям и показывают лишь качественный характер кривых.

Уравнение кривых пересечения поверхностей с плоскостью xz получается, полагая в уравнении (8) y равным нулю:

$$x^2 + \frac{2(1-\mu)}{\sqrt{(x-x_1)^2 + z^2}} + \frac{2\mu}{\sqrt{(x-x_2)^2 + z^2}} = C. \quad (10)$$

¹⁾ См. Thomson and Tait, Natural Philosophy, II, § 508.

Для больших значений x и z , удовлетворяющих этому уравнению, второй и третий члены малы, и уравнение может быть написано в виде:

$$x^2 = C - \epsilon,$$

что является уравнением симметричной пары прямых линий, параллельных оси x . Чем больше C , тем больше значение x , которое для данного значения z удовлетворяет уравнению, и поэтому тем меньше ϵ . Отсюда, чем больше C , тем ближе линии пересечения к асимптотическому цилиндру

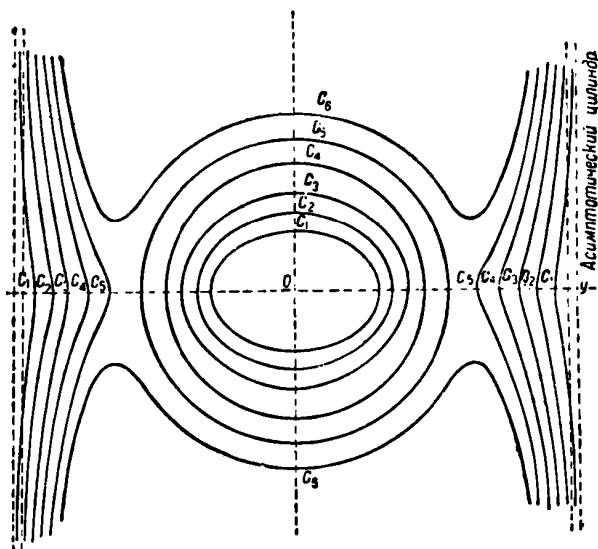


Рис. 40.

Для малых значений x и z , удовлетворяющих уравнению (10), первый член мал, и уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2} = \frac{C}{2} - \epsilon.$$

Это опять уравнение эквипотенциальных кривых и имеет те же свойства, как и прежде. Поэтому формы кривых пересечения с плоскостью xz качественно похожи на изображенные на рис. 39. Кривые $C_1, \dots, C_6$ опять расположены в порядке уменьшающихся значений постоянной C и нарисованы не по числовым вычислениям.

Уравнение кривых пересечения поверхностей с плоскостью yz получается, если положить в уравнении (8) x равным нулю:

$$y^2 + \frac{2(1-\mu)}{\sqrt{x_1^2 + y^2 + z^2}} + \frac{2\mu}{\sqrt{x_2^2 + y^2 + z^2}} = C. \quad (11)$$

Для больших значений y и z , удовлетворяющих этому уравнению, второй и третий члены малы, и оно может быть написано в виде:

$$y^2 = C - \varepsilon,$$

что является уравнением пары прямых, лежащих вблизи асимптотического цилиндра и приближающихся к нему, если C увеличивается.

Если $1 - \mu$ гораздо больше, чем μ , то числовое значение x_2 значительно больше, чем x_1 ; поэтому для малых значений y и z , удовлетворяющих (11), это уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{2(1 - \mu)}{r_1} = C - \varepsilon,$$

что является уравнением окружности, радиус которой увеличивается с уменьшением C . Формы кривых в плоскости yz качественно изображены на рис. 40. Кривые $C_1, \dots, C_5$ опять располагаются в порядке уменьшающихся значений постоянной C .

Из этих трех сечений поверхностей легко получить понятие о их форме для различных значений C . Для больших значений C их можно грубо описать как состоящие из двух замкнутых поверхностей приблизительно сферической формы вокруг каждого из конечных тел и из занавесей, симметрично свешивающихся с асимптотического цилиндра к плоскости xu ; для меньших значений C поверхности расширяются и сливаются (рис. 38, кривая C_2); для еще меньших значений C слившиеся поверхности соединяются с занавесями; первые точки соприкосновения в каждом случае находятся в плоскости xu ; для достаточно малых значений C поверхности состоят из двух частей, симметричных к плоскости xu , но не пересекающих ее (рис. 39, кривая C_6 и рис. 40, кривая C_8).

156. Области действительной и мнимой скоростей. Определив формы поверхностей, остается найти, в каких областях относительного пространства движение действительно и в каких оно мнимо. Выражение для квадрата скорости имеет вид:

$$V^2 = x^2 + y^2 + \frac{2(1 - \mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C.$$

Предположим, что C настолько велико, что овалы и занавеси все раздельны. Движение действительно в таких частях относительного пространства, для которых правая часть этого уравнения положительна. Если она положительна в одной точке замкнутой полости, то она также положительна в каждой другой точке внутри нее, так как функция меняет знак лишь на поверхности нулевой относительной скорости.

Из уравнения видно, что x и y могут быть взяты настолько большими, что правая часть будет положительна, как бы велико ни было C ; поэтому вне занавесей движение действительно. Также ясно, что точка может быть выбрана настолько близкой к $1 - \mu$ или μ , т. е. r_1 или r_2 могут быть взяты настолько малыми, что правая часть будет положительна, как бы велико C ни было.

Если значение C настолько велико, что поверхности вокруг конечных тел замкнуты и бесконечно малое тело в начальный момент находится внутри одной из этих поверхностей, то оно всегда остается там, так как оно не может пересечь поверхность нулевой скорости. Предположив, что земная орбита — окружность и что масса Луны бесконечно мала, найдем, что постоянная C , определенная движением Луны, так велика, что поверхность вокруг Земли замкнута и Луна находится внутри нее. Поэтому Луна не может удалиться от Земли в бесконечность. Таким путем и с таким приближением Хилл доказал, что расстояние Луны от Земли имеет верхний предел ¹⁾).

157. Метод вычисления поверхностей. Быстрее всего можно найти точки поверхностей, определяя сначала кривые пересечения с плоскостью xu и затем находя приближенными методами соответствующие значения для z , которые удовлетворяют уравнению (7). Кроме того, кривые в плоскости xu наиболее интересны, потому что первые точки контакта при соединении разных поверхностей появляются в этой плоскости и, конечно, на оси симметрии поверхностей. Уравнение кривых в плоскости xu таково:

$$x^2 + y^2 + \frac{2(1-\mu)}{\sqrt{(x-x_1)^2 + y^2}} + \frac{2\mu}{\sqrt{(x-x_2)^2 + y^2}} = C.$$

Если это уравнение рационализировать и освободить от дробей, то в результате получится многочлен шестнадцатой степени относительно x и y . Если значение одной из переменных взято произвольно, то соответствующее значение другой может быть найдено решением этого рационализованного уравнения. Эта задача представляет большие практические трудности благодаря высокой степени уравнения, и эти трудности увеличиваются наличием посторонних решений, которые вводятся процессами рационализирования.

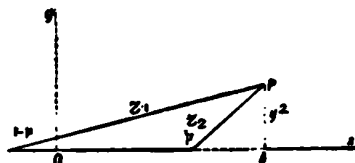


Рис. 41.

Можно избежать трудностей, возникающих от посторонних решений, и сильно понизить порядок уравнения преобразованием в биполярные координаты, т. е. точки кривых могут быть определены при помощи расстояний от двух неподвижных точек на оси x . Этот метод не мог бы быть применен, если бы кривые не были симметричны по отношению к оси, на которой лежат полюсы. Пусть центры тел 1 — μ и μ совпадают с полюсами; расстояния от этих точек соответственно равны r_1 и r_2 . Для завершения преобразования необходимо лишь выразить $x^2 + y^2$ через эти величины.

Пусть P — точка одной из кривых (рис. 41), тогда $OA = x$, $AP = y$, и так как O есть центр массы 1 — μ и μ , то $Om = 1 - \mu$ и $O(1 - \mu) = -\mu$. Отсюда следует, что:

$$y^2 = r_1^2 - (x + \mu)^2 = r_1^2 - x^2 - 2\mu x - \mu^2,$$

$$y^2 = r_2^2 - [x - (1 - \mu)]^2 = r_2^2 - x^2 + 2(1 - \mu)x - (1 - \mu)^2.$$

¹⁾ Lunar Theory, «Am. Journ. Math.», т. I, ч. 23, см. также Ch a r l i e r, *Mechanik des Himmels*, Bd. 2. *Прим. ред.*

Исключая из этих уравнений x и решая относительно $x^2 + y^2$, находим:

$$x^2 + y^2 = (1 - \mu) r_1^2 + \mu r_2^2 - \mu(1 - \mu).$$

Вследствие этого уравнение (9) принимает вид:

$$(1 - \mu) \left[r_1^2 + \frac{2}{r_1} \right] + \mu \left[r_2^2 + \frac{2}{r_2} \right] = C + \mu(1 - \mu) = C. \quad (12)$$

Если взято произвольное значение r_2 , то из этого уравнения может быть вычислено r_1 ; точками пересечения окружностей с центрами в $1 - \mu$ и μ с соответственно вычисленными значениями радиусов r_1 и r_2 будут точки на кривых. Чтобы проследить этот план, напомним уравнение (12) в виде:

$$\left. \begin{aligned} r_1^3 + ar_1 + b &= 0, \\ a &= -\frac{C'}{1-\mu} + \frac{\mu}{1-\mu} \left[r_2^2 + \frac{2}{r_2} \right], \\ b &= 2. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Так как $b=2$ положительно, то имеется по меньшей мере один действительный отрицательный корень первого уравнения (13), каково бы ни было значение a . Но так как расстояние r_1 есть существенно положительная величина, то мы должны рассмотреть, при каких условиях уравнение (13) имеет действительные и положительные корни.

Из уравнения (12) следует, что C' всегда больше, чем $\mu \left[r_2^2 + \frac{2}{r_2} \right]$, каковы бы ни были действительные положительные значения r_1 и r_2 , поэтому a всегда отрицательно. В теории алгебраических уравнений доказывается¹⁾, что кубическое уравнение такой формы имеет три различных действительных корня, если $27b^2 + 4a^3 < 0$; или, так как $b=2$, если

$$a + 3 < 0. \quad (14)$$

Предположим, что это неравенство удовлетворено. Тогда корни уравнения (13) можно получить следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \sin \theta &= \frac{b}{2} \sqrt{\frac{27}{-a^3}}, \quad \theta < \frac{\pi}{2}, \\ r_{11} &= 2 \sqrt{\frac{-a}{3}} \sin \frac{\theta}{3}, \\ r_{12} &= 2 \sqrt{\frac{-a}{3}} \sin \left(60^\circ - \frac{\theta}{3} \right), \\ r_{13} &= -2 \sqrt{\frac{-a}{3}} \sin \left(60^\circ + \frac{\theta}{3} \right), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где r_{11} , r_{12} , r_{13} — три корня кубического уравнения.

¹⁾ См., например, С у ш к е в и ч, Основы высшей алгебры. Прим. ред.

В предельном случае $a + 3 = 0$, что ввиду (13) можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} r_2^3 + a'r_2 + b' &= 0, \\ a' &= -\frac{C'}{\mu} + \frac{3(1-\mu)}{\mu}, \\ b' &= 2. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Решение этого уравнения определяет то крайнее значение r_2 , для которого (13) имеет действительные корни.

Условия, при которых уравнение (16) будет иметь действительные положительные корни, аналогично (14) напишется в виде:

$$a' + 3 \leq 0;$$

подставляя вместо a' его значение и сохраняя только знак равенства, мы получим:

$$-\frac{C'}{\mu} + \frac{3(1-\mu)}{\mu} = -3,$$

откуда $C' = 3$.

Поэтому, чтобы кривые имели действительные точки в плоскости xu , C' должно быть больше, в крайнем случае равно 3. Для $C' = 3$ кривые исчезают с этой плоскости, и тогда уравнение (12) удовлетворяется при $r_1 = 1$, $r_2 = 1$, т. е. поверхности исчезают с плоскости xu в точках, образующих равносторонние треугольники с $1 - \mu$ и μ .

158. Двойные точки поверхностей и частные решения задачи о трех телах. Из общей формы поверхностей следует, что двойные точки, появляющиеся при уменьшении C , находятся все в плоскости xu . Поэтому здесь достаточно рассмотреть уравнения кривых пересечения поверхностей с плоскостью xu . Эти кривые имеют три двойных точки на оси x , когда овалы, расположенные вокруг конечных тел, соприкасаются друг с другом и когда они касаются внешней кривой, которая их окружает. Кроме того, имеются еще две двойные точки, появляющиеся, когда поверхности исчезают с плоскости xu , в двух точках, образующих равносторонние треугольники с конечными телами.

Покажем, что эти двойные точки связаны с важными динамическими свойствами системы. Напишем уравнение кривых пересечения с плоскостью xu :

$$F(x, y) \equiv x^2 + y^2 + \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C = 0. \quad (17)$$

Координаты двойных точек определяются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial x} &\equiv x - (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(x-x_2)}{r_2^3} = 0, \\ \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial y} &\equiv y - (1-\mu) \frac{y}{r_1^3} - \mu \frac{y}{r_2^3} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

В левых частях этих уравнений так же, как и в правых частях уравнений (4), нужно положить $z = 0$. Выражения $\frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial x}$ и $\frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial y}$ пропорцио-

нальны направляющим косинусам нормали во всех обыкновенных точках кривой, и так как $\frac{dx}{dt}$ и $\frac{dy}{dt}$ равны нулю на поверхностях нулевой скорости, то из (4) следует, что *направления ускорения или линии действующей силы ортогональны к поверхностям нулевой относительной скорости*. Поэтому если бесконечно малое тело помещено на поверхности нулевой относительной скорости, то оно начнет двигаться в направлении нормали. Но в двойных точках положение нормали становится двойным, поэтому можно предположить, что если бесконечно малое тело поместить в одной из этих точек, то оно остается относительно конечных масс в покое¹⁾.

Условия, налагаемые уравнениями (17) и (18), являются также условиями, при которых исчезают составляющие ускорения в уравнениях (4) или $\frac{d^2x}{dt^2}$ и $\frac{d^2y}{dt^2}$. Отсюда, *если бесконечно малое тело помещено в двойной точке с нулевой относительной скоростью, то его координаты тождественно удовлетворяют дифференциальным уравнениям движения и оно останется навсегда в относительном покое, если не будет возмущено силами внешними по отношению к рассматриваемой системе*. Это дает частные решения задачи трех тел и специальные случаи решения Лагранжа.

Рассмотрим уравнения (18), второе из которых удовлетворяется при $y=0$. Двойные точки на оси x и решения задачи в форме прямой даются условиями:

$$\left. \begin{aligned} x - (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{[(x-x_1)^2]^2} - \mu \frac{(x-x_2)}{[(x-x_2)^2]^2} &= 0, \\ y &= 0, \\ z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Левая часть первого уравнения, рассматриваемая как функция от x , положительна для $x=+\infty$, отрицательна для $x=x_1+\epsilon$, где ϵ — очень малая положительная величина; положительна для $x=x_2-\epsilon$, отрицательна для $x=x_1+\epsilon$; положительна для $x=x_1-\epsilon$ и отрицательна для $x=-\infty$. Так как функция конечна и непрерывна за исключением, когда $x=+\infty$, x_2 , x_1 или ∞ , то отсюда следует, что функция три раза меняет знак, переходя через нуль: а) один раз между $+\infty$ и x_2 , б) один раз между x_2 и x_1 и с) один раз между x_1 и $-\infty$. Поэтому на линии, проходящей через $1-\mu$ и μ , имеется три положения, в которых остается бесконечно малое тело, если его поместить туда с нулевой начальной скоростью.

а) Обозначим расстояние от μ до двойной точки на оси x между $+\infty$ и x_2 через ρ . Тогда $x-x_2=\rho$, $x-x_1=r_1=1+\rho$, $x=1-\mu+\rho$, и первое уравнение (19) после освобождения от дробей принимает вид:

$$\rho^5 + (3-\mu)\rho^4 + (3-2\mu)\rho^3 - \mu\rho^2 - 2\mu\rho - \mu = 0. \quad (20)$$

¹⁾ Особые точки поверхностей Хилла, или точки относительного равновесия, называются обыкновенно точками либрации. *Прим. ред.*

Это уравнение пятой степени, и оно имеет только одну переменную знаков, а поэтому лишь один действительный положительный корень. Значение этого корня зависит от μ . Рассмотрим левую часть уравнения как функцию от ρ и μ . Для $\mu=0$ уравнение принимает вид:

$$\rho^3(\rho^2 + 3\rho + 3) = 0$$

и имеет тройной корень $\rho=0$ и два других комплексных, происходящих от второго множителя. Из теории алгебраических уравнений следует, что для μ отличного от нуля, но достаточно малого три корня уравнения выражаются в виде рядов по степени $\mu^{\frac{1}{3}}$, исчезающих вместе с этим параметром. Один из этих трех корней, получающийся при действительном значении $\mu^{\frac{1}{3}}$, действителен; два других комплексны. Поэтому действительный корень имеет форму:

$$\rho = a_1 \mu^{\frac{1}{3}} + a_2 \mu^{\frac{2}{3}} + a_3 \mu^{\frac{3}{3}} + \dots$$

Подставляя это выражение для ρ в (20) и приравнявая нулю коэффициенты соответствующих степеней $\mu^{\frac{1}{3}}$, находим:

$$a_1 = \frac{3^{\frac{2}{3}}}{3}, \quad a_2 = \frac{3^{\frac{1}{3}}}{9}, \quad a_3 = -\frac{1}{27}, \quad \dots$$

Следовательно:

$$\left. \begin{aligned} r_2 = \rho &= \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{2}{3}} - \frac{1}{9} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{3}{3}} + \dots \\ r_1 &= 1 + \rho. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Подставляя эти значения r_1 и r_2 в уравнения (12), находим соответствующее значение C' .

b) Обозначим расстояние от μ до двойной точки на оси x между x_2 и x_1 через ρ . Тогда в этом случае $x - x_2 = -\rho$, $x - x_1 = r_1 = 1 - \rho$, $x = (1 - \mu) - \rho$, и первое уравнение (19) принимает вид:

$$\rho^3 - (3 - \mu)\rho^4 + (3 - 2\mu)\rho^3 - \mu\rho^2 + 2\mu\rho \quad \mu = 0.$$

Решая так же, как в (a), находим значения для r_2 и r_1 :

$$\left. \begin{aligned} r_2 = \rho &= \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} - \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{2}{3}} - \frac{1}{9} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{3}{3}} + \dots \\ r_1 &= 1 - \rho. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Соответствующее значение C' находим подстановкой этих значений r_1 и r_2 в уравнение (12).

с) Обозначим расстояние от $1-\mu$ до двойной точки на оси x между x_2 и ∞ через $1-\rho$. В этом случае $x-x_2=-2+\rho$, $x-x_1=-1+\rho$, $x=-\mu-1+\rho$, и первое уравнение (19) принимает вид:

$$\rho^5 - (7+\mu)\rho^4 + (19+6\mu)\rho^3 - (24+13\mu)\rho^2 + (12+14\mu)\rho - 7\mu = 0. \quad (23)$$

Если $\mu=0$, то это уравнение принимает вид:

$$\rho^5 - 7\rho^4 + 19\rho^3 - 24\rho^2 + 12\rho = 0$$

и имеет один корень $\rho=0$. Поэтому ρ может быть выражено в виде ряда по степеням μ , сходящегося для достаточно малых значений этого параметра и исчезающего вместе с ним. Этот ряд напишется в виде:

$$\rho = c_1\mu + c_2\mu^2 + c_3\mu^3 + c_4\mu^4 + \dots$$

Подставляя это выражение для ρ в (23) и приравнявая нулю коэффициенты при различных степенях μ , находим:

$$c_1 = \frac{7}{12}, \quad c_2 = 0, \quad c_3 = \frac{23 \cdot 7^2}{12^4}, \quad \dots$$

Отсюда

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{7}{12} \mu + \frac{23 \cdot 7^2}{12^4} \mu^3 + \dots, \\ r_1 &= 1 - \rho, \\ r_2 &= 1 + r_1 = 2 - \rho. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Соответствующее значение C' получаем, подставляя эти значения r_1 и r_2 в уравнение (12).

Если значения r_1 и r_2 , данные первыми тремя членами рядов (21), (22) и (24), недостаточно точны, то более точные значения находятся при помощи дифференциальных поправок.

Решения, определяемые формулами (21), (22) и (24), составляют первую группу частных решений.

Для нахождения двойных точек, не лежащих на оси x , снова рассмотрим уравнения (18). Эти уравнения или любые две независимые функции от них определяют двойные точки. Так как теперь у отлично от нуля, то второе уравнение может быть разделено на него, и мы получим:

$$1 - \frac{1-\mu}{r_1^3} - \frac{\mu}{r_2^3} = 0.$$

Помножим это уравнение на $x-x_2$ и $x-x_1$ и вычтем каждое произведение отдельно из первого уравнения (18). Мы получим:

$$x_2 - (1-\mu) \frac{(x_2-x_1)}{r_1^3} = 0,$$

$$x_1 - \mu \frac{(x_1-x_2)}{r_2^3} = 0,$$

$$z = 0.$$

Но $x_2 = 1 - \mu$, $x_1 = -\mu$ и $x_3 - x_1 = 1$, поэтому эти уравнения принимают вид:

$$\begin{aligned} 1 - \frac{1}{r_1^2} &= 0, \\ -1 + \frac{1}{r_2^2} &= 0, \\ z &= 0. \end{aligned}$$

Единственные действительные решения этих уравнений суть $r_1 = 1$, $r_2 = 1$, и точки образуют равносторонние треугольники с конечными телами независимо от их относительных масс. Как было показано в конце § 157, они встречаются в тех местах, где поверхности исчезают из плоскости xy .

Эти два частных решения составляют вторую группу частных решений.

ЗАДАЧИ

1. Единицы, определенные в § 152, называются каноническими единицами. Какова каноническая единица времени в сутках для Земли и Солнца?

2. Исходя из априорных соображений, покажите, что когда движение системы отнесено к осям, вращающимся, как в § 152, то дифференциальные уравнения не содержат времени явным образом.

3. Почему интеграл, соответствующий (7), не может быть выведен непосредственно из уравнений (1) без преобразований? Докажите, что имеется интеграл уравнений (1).

4. Каковы поверхности нулевой скорости для тела, брошенного вертикально вверх против силы тяжести? Для тела, движущегося под влиянием центральной силы, изменяющейся обратно пропорционально квадрату расстояния?

5. Покажите прямыми преобразованиями из (13) и (14), что

$$(r_1 - r_{11})(r_1 - r_{12})(r_1 - r_{13}) \equiv r_1^3 + ar_1 + b = 0.$$

6. Докажите, что решение (16) дает крайние значения r_2 , для которых (14) имеет действительные корни.

Указание. Рассмотрите график: $y = r_2^3 + a'r_2 + b'$.

7. Найдите условия на (12), чтобы C' было минимумом, и покажите, что оно удовлетворено лишь для $r_1 = 1$, $r_2 = 1$ и что минимальное значение C' есть 3.

8. Почему линии действующей силы не ортогональны ко всем поверхностям постоянной скорости?

9. Докажите, что двойная точка между μ и $1 - \mu$ ближе к μ , чем точка между μ и $+\infty$.

10. Докажите, что при уменьшении C' первая из появляющихся двойных точек находится между μ и $1 - \mu$, вторая — между μ и $+\infty$, третья — между $1 - \mu$ и $-\infty$, и последние образуют равносторонний треугольник с конечными телами.

11. Найдите значения для r_1 , r_2 и C' из (21), (22), (24) и (12), если $\mu = \frac{1}{11}$, $1 - \mu = \frac{10}{11}$.

$$\text{Отв.} \quad r_2 = 0,340, \quad r_1 = 1,340, \quad C' = 3,535, \quad (21)$$

$$r_2 = 0,276, \quad r_1 = 0,724, \quad C' = 3,653, \quad (22)$$

$$r_2 = 1,947, \quad r_1 = 0,947, \quad C' = 3,173. \quad (24)$$

12. При помощи метода дифференциальных поправок найдите более точные значения из приближенных значений последнего примера.

$$\text{Отв.} \quad r_2 = 0,347, \quad r_1 = 1,347, \quad C' = 3,534, \quad (21)$$

$$r_2 = 0,282, \quad r_1 = 0,718, \quad C' = 3,653, \quad (22)$$

$$r_2 = 1,947, \quad r_1 = 0,947, \quad C' = 3,173. \quad (23)$$

13. Принимая земную орбиту за окружность, найдите в километрах расстояние от Земли до двойной точки, противоположной Солнцу. Достигнет ли тень Земли этой точки?

159. Критерий Тиссерана для установления тождественности комет ¹⁾. В своем движении вокруг Солнца кометы иногда проходят вблизи планет, и тогда элементы их орбит сильно изменяются. В образовании этих возмущений особенно сильно действие планеты Юпитер благодаря ее большой массе и тому, что на ее расстоянии притяжение Солнца значительно меньше, чем на расстоянии таких планет, как Земля. Так как комета не имеет характерных черт, по которым ее можно было бы с уверенностью определить, то ее тождественность находится под вопросом, если во время возмущений она не была прослежена визуально.

Один способ испытания тождественности двух комет, появляющихся в разные эпохи, состоит в том, что берут орбиту более ранней кометы и вычисляют возмущения, которым она подверглась, и затем сравнивают выведенные элементы с полученными из позднейших наблюдений или начинают с элементов последней кометы и обратным процессом вычисляют более ранние элементы, а затем их сравнивают. До последних лет пользовались тем или другим из этих методов.

Но возникает вопрос, не существует ли некоторого соотношения между элементами, остающегося при возмущениях неизменным. На этот вопрос ответил утвердительно Тиссеран в одной важной статье.

Предположим, что эксцентриситет орбиты Юпитера равен нулю, а масса кометы бесконечно мала. Хотя оба эти предположения неправильны, но они очень близки к действительности, и происходящая ошибка не ощутительна, в особенности, если комета лишь короткое время находится настолько близко к Юпитеру, чтобы испытать заметные возмущения. С этими предположениями, выбрав подходящим образом единицы, мы имеем интеграл Якоби:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = x^2 + y^2 + \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C, \quad (7)$$

который является ответом на вопрос, потому что если элементы известны, то скорости и координаты могут быть вычислены в любой момент времени. Поэтому для испытания тождества двух комет вычислим функцию (7) для каждой орбиты и посмотрим, одинакова ли постоянная C для обеих. Если два значения C одинаковы, то очень вероятно, что была наблюденна лишь одна комета; если они различны, то две кометы, безусловно, являются разными телами.

Только что объясненный процесс неудобен тем, что требует значительного вычисления. Этого можно в значительной степени избежать, вы-

1) «Bulletin Astronomique», т. VI, стр. 289 и «Méc. Céle», т. IV, стр. 203.

ражая (7) через обыкновенные элементы орбиты. Первый шаг состоит в том, чтобы выразить (7) через координаты, отнесенные к неподвижным осям. Уравнения преобразования обратны уравнениям (2), т. е.:

$$x = +\xi \cos t + \eta \sin t,$$

$$y = -\xi \sin t + \eta \cos t,$$

$$z = \zeta.$$

Из этих уравнений находим, что:

$$x^2 + y^2 = \xi^2 + \eta^2,$$

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 = \left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 + \xi^2 + \eta^2 - 2\left(\xi \frac{d\eta}{dt} - \eta \frac{d\xi}{dt}\right).$$

Поэтому уравнение (7) принимает вид:

$$\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 - 2\left(\xi \frac{d\eta}{dt} - \eta \frac{d\xi}{dt}\right) = \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C. \quad (25)$$

Обозначим расстояние кометы от начала через r , угол между плоскостью ее мгновенной орбиты и плоскостью $\xi\eta$ через i . Тогда уравнения (24) § 89 дают:

$$\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 = \frac{2}{r} - \frac{1}{a},$$

$$\left(\xi \frac{d\eta}{dt} - \eta \frac{d\xi}{dt}\right) = \sqrt{a(1-e^2)} \cos i,$$

и уравнение (25) принимает вид:

$$\frac{2}{r} - \frac{1}{a} - 2\sqrt{a(1-e^2)} \cos i = \frac{2(1-\mu)}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2} - C. \quad (26)$$

В случае Юпитера и Солнца μ меньше одной тысячной. Поэтому начало координат очень близко к центру Солнца, и r_1 почти равно r . Элементы определяются тогда, когда комета далека и от Юпитера и от Солнца, так что $-\frac{2\mu}{r_1} + \frac{2\mu}{r_2}$ будет так мало, что им можно пренебречь без значительной ошибки; тогда (26) приводится к простому выражению:

$$\frac{1}{a} + 2\sqrt{a(1-e^2)} \cos i = C.$$

Заметим, что элементы в этой формуле являются мгновенными элементами для движения вокруг единицы массы, расположенной в центре массы конечных тел. Действительные элементы, употребляемые в астро-

номи, — это элементы, относящиеся к центру Солнца с Солнцем как притягивающей массой. Тем не менее вследствие малости относительной массы Юпитера обе группы элементов почти одинаковы, и если две орбиты принадлежат одному и тому же телу, то уравнение

$$\frac{1}{a_1} + 2\sqrt{a_1(1-e_1^2)} \cos i_1 = \frac{1}{a_2} + 2\sqrt{a_2(1-e_2^2)} \cos i_2 \quad (27)$$

должно быть выполнено, где входят такие элементы, которыми действительно пользуются астрономы. Таков критерий, данный Тиссераном и примененный позднее Шульгофом (Schulhof) и другими.

160. Устойчивость частных решений. Мы нашли пять частных решений задачи о движении бесконечно малого тела. Если бесконечно малое тело немного смещено из одной из точек второго решения и ему сообщена малая скорость, то оно будет либо колебаться вокруг этой точки по крайней мере в течение значительного времени, либо быстро удалится от нее. В первом случае соответствующее частное решение называется устойчивым, во втором случае оно называется неустойчивым.

Сформулируем вопрос об устойчивости математически. Рассмотрим уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} &= f(x, y), \\ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} &= g(x, y). \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Предположим, что $x = x_0$, $y = y_0$, где x_0 и y_0 — постоянные, является частным решением (28). Тогда мы должны иметь:

$$f(x_0, y_0) = 0,$$

$$g(x_0, y_0) = 0.$$

Сообщим телу малое смещение и малую скорость так, чтобы его координаты и составляющие скорости были:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + x', & \frac{dx}{dt} &= \frac{dx'}{dt}, \\ y &= y_0 + y', & \frac{dy}{dt} &= \frac{dy'}{dt}, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где x' , y' , $\frac{dx'}{dt}$ и $\frac{dy'}{dt}$ очень малы в начальный момент. После подстановки в (28) дифференциальные уравнения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x'}{dt^2} - 2 \frac{dy'}{dt} &= f(x_0 + x', y_0 + y'), \\ \frac{d^2y'}{dt^2} + 2 \frac{dx'}{dt} &= g(x_0 + x', y_0 + y'). \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Разложив правые части этих уравнений в ряды Тейлора, мы получим:

$$\begin{aligned} f(x_0 + x', y_0 + y') &= f(x_0, y_0) + \frac{\partial f}{\partial x} x' + \frac{\partial f}{\partial y} y' + \dots, \\ g(x_0 + x', y_0 + y') &= g(x_0, y_0) + \frac{\partial g}{\partial x} x' + \frac{\partial g}{\partial y} y' + \dots \end{aligned}$$

В выражениях частных производных нужно положить $x = x_0$ и $y = y_0$. Первые члены в правых частях соответственно равны нулю, и уравнения (30) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'}{dt^2} - 2 \frac{dy'}{dt} &= \frac{\partial f}{\partial x'} x' + \frac{\partial f}{\partial y'} y' + \dots, \\ \frac{d^2 y'}{dt^2} + 2 \frac{dx'}{dt} &= \frac{\partial g}{\partial x'} x' + \frac{\partial g}{\partial y'} y' + \dots \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Если начальные значения x' и y' очень малы, то влияние высших степеней в правых частях будет неощутительно по крайней мере в течение значительного времени¹⁾. Пренебрегая членами со вторыми и высшими степенями x' и y' , мы приведем дифференциальные уравнения к линейной системе:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'}{dt^2} - 2 \frac{dy'}{dt} &= \frac{\partial f}{\partial x'} x' + \frac{\partial f}{\partial y'} y', \\ \frac{d^2 y'}{dt^2} + 2 \frac{dx'}{dt} &= \frac{\partial g}{\partial x'} x' + \frac{\partial g}{\partial y'} y'. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Решения системы линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами могут быть выражены через показательные функции в виде:

$$\begin{aligned} x' &= a_1 e^{\lambda_1 t} + a_2 e^{\lambda_2 t} + a_3 e^{\lambda_3 t} + a_4 e^{\lambda_4 t}, \\ y' &= \beta_1 e^{\lambda_1 t} + \beta_2 e^{\lambda_2 t} + \beta_3 e^{\lambda_3 t} + \beta_4 e^{\lambda_4 t}, \end{aligned}$$

где $a_1, \dots, a_4$ — постоянные интегрирования, а $\beta_1, \dots, \beta_4$ — постоянные, зависящие от них и параметров, входящих в дифференциальные уравнения. Если $\lambda_1, \dots, \lambda_4$ — чисто мнимые числа, тогда x' и y' выражаются через периодические функции, и решение $x = x_0$, $y = y_0$ называется *устойчивым*; если хотя бы одно из чисел $\lambda_1, \dots, \lambda_4$ действительно или комплексно, тогда x' и y' не будут периодическими функциями t и решение $x = x_0$, $y = y_0$ называется *неустойчивым*.

Бывают исключительные случаи, в которых решение вместо показательных функций содержит постоянные члены; эти решения безусловно устойчивы, если все показатели чисто мнимы. Имеются другие исключительные случаи, в которых решение содержит показательные функции, умноженные на некоторые степени t . Эти решения обычно рассматриваются как неустойчивые.

¹⁾ См. добавление II в конце книги. *Прим. ред.*

161. Применение критерия устойчивости к первой группе частных решений. Применим определения и общие методы последнего параграфа к рассмотренным частным случаям движения бесконечно малого тела. Первоначальные дифференциальные уравнения (§ 152) имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} &= x - (1-\mu) \frac{(x-x_1)}{r_1^3} - \mu \frac{(x-x_2)}{r_2^3} \equiv f(x, y, z), \\ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} &= y - (1-\mu) \frac{y}{r_1^3} - \mu \frac{y}{r_2^3} \equiv g(x, y, z), \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -(1-\mu) \frac{z}{r_1^3} - \mu \frac{z}{r_2^3} \equiv h(x, y, z).\end{aligned}$$

Прямолинейные решения определяются уравнениями:

$$x = x_{0i}, \quad y = 0, \quad z = 0,$$

где $i = 1, 2, 3$ согласно тому, лежит ли точка между $+\infty$ и μ , μ и $1-\mu$ или $1-\mu$ и $-\infty$, и эти значения x , y и z удовлетворяют уравнениям (19). Выполним подстановку:

$$\begin{aligned}x &= x_{0i} + x', & y &= y', & z &= z', \\ \frac{dx}{dt} &= \frac{dx'}{dt}, & \frac{dy}{dt} &= \frac{dy'}{dt}, & \frac{dz}{dt} &= \frac{dz'}{dt}.\end{aligned}$$

Тогда находим:

$$\left. \begin{aligned}\frac{\partial f}{\partial x'} x' + \frac{\partial f}{\partial y'} y' + \frac{\partial f}{\partial z'} z' &\equiv x' + \frac{2(1-\mu)x'}{[(x_{0i} - x_1)^2]^{\frac{3}{2}}} + \frac{2\mu x'}{[(x_{0i} - x_2)^2]^{\frac{3}{2}}}, \\ \frac{\partial g}{\partial x'} x' + \frac{\partial g}{\partial y'} y' + \frac{\partial g}{\partial z'} z' &\equiv y' - \frac{(1-\mu)y'}{[(x_{0i} - x_1)^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{\mu y'}{[(x_{0i} - x_2)^2]^{\frac{3}{2}}}, \\ \frac{\partial h}{\partial x'} x' + \frac{\partial h}{\partial y'} y' + \frac{\partial h}{\partial z'} z' &\equiv -\frac{(1-\mu)z'}{[(x_{0i} - x_1)^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{\mu z'}{[(x_{0i} - x_2)^2]^{\frac{3}{2}}}.\end{aligned}\right\} \quad (33)$$

Положим

$$A_i = \frac{1-\mu}{[(x_{0i} - x_1)^2]^{\frac{3}{2}}} + \frac{\mu}{[(x_{0i} - x_2)^2]^{\frac{3}{2}}}. \quad (34)$$

Тогда уравнения, соответствующие (32), в этом случае принимают вид:

$$\left. \begin{aligned}\frac{d^2x'}{dt^2} - 2 \frac{dy'}{dt} &= (1 + 2A_i) x', \\ \frac{d^2y'}{dt^2} + 2 \frac{dx'}{dt} &= (1 - A_i) y', \\ \frac{d^2z'}{dt^2} &= -A_i z'.\end{aligned}\right\} \quad (35)$$

Последнее уравнение не зависит от первых двух и может быть рассмотрено отдельно. Его решение напишется в виде (§ 32):

$$z' = c_1 e^{V^{-1} \sqrt{A_1} t} + c_2 e^{-V^{-1} \sqrt{A_1} t} \quad (36)$$

Поэтому движение, параллельное оси z , для малых смещений периодически с периодом $\frac{2\pi}{\sqrt{A_1}}$.

Теперь рассмотрим совместные уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'}{dt^2} - 2 \frac{dy'}{dt} &= (1 + 2A_i) x', \\ \frac{d^2 y'}{dt^2} + 2 \frac{dx'}{dt} &= (1 - A_i) y'. \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Для нахождения решения положим:

$$\left. \begin{aligned} x' &= K e^{\lambda t}, \\ y' &= L e^{\lambda t}, \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

где K и L — постоянные. Подставляя эти выражения в уравнения (37) и деля на $e^{\lambda t}$, находим:

$$\left. \begin{aligned} [\lambda^2 - (1 + 2A_i)]K - 2\lambda L &= 0, \\ 2\lambda K + [\lambda^2 - (1 - A_i)]L &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Чтобы функции (38) были частными решениями (37), необходимо, чтобы были выполнены уравнения (39). Они удовлетворяются при $K=0$ и $L=0$, но в этом случае $x'=0$, $y'=0$, и мы получаем то же решение, из которого исходили. Уравнения (39) могут быть удовлетворены значениями K и L , отличающимися от нуля лишь в том случае, если детерминант, составленный из коэффициентов, исчезает. Это условие пишется в виде:

$$\begin{vmatrix} \lambda^2 - (1 + 2A_i) & -2\lambda \\ +2\lambda & \lambda^2 - (1 - A_i) \end{vmatrix} = 0. \quad (40)$$

Это уравнение является условием, налагаемым на λ , для того чтобы функции (38) могли быть решением уравнений (37).

Это биквадратное уравнение имеет четыре корня, из которых каждый дает частное решение, а общее решение есть сумма четырех частных решений, умноженных на произвольные постоянные. Таким образом, если четыре корня (40) равны λ_1 , λ_2 , λ_3 , λ_4 , то общее решение напишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} x' &= K_1 e^{\lambda_1 t} + K_2 e^{\lambda_2 t} + K_3 e^{\lambda_3 t} + K_4 e^{\lambda_4 t}, \\ y' &= L_1 e^{\lambda_1 t} + L_2 e^{\lambda_2 t} + L_3 e^{\lambda_3 t} + L_4 e^{\lambda_4 t}, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

где K_j являются произвольными постоянными интегрирования, а L_j определяются через них при помощи любого из уравнений (39). λ_i , конечно,

зависит от индекса i при A , но нет надобности усложнять этим обозначений, так как все уравнения имеют ту же форму, независимо от того, что i равно 1, 2 или 3.

Остается определить характер корней биквадратного уравнения (40). Из уравнений (34) и (21), (22) и (24) соответственно получаем:

$$\left. \begin{aligned} A_1 &\equiv \frac{1-\mu}{(1-r_2)^3} + \frac{\mu}{r_2^3} = 4 - 2 \cdot 3 \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \dots, \\ A_2 &\equiv \frac{1-\mu}{(1-r_2)^3} + \frac{\mu}{r_2^3} = 4 + 2 \cdot 3 \left(\frac{\mu}{3}\right)^{\frac{1}{3}} + \dots, \\ A_3 &\equiv \frac{1-\mu}{(1-\rho)^3} + \frac{\mu}{(2-\rho)^3} = 1 + \frac{7}{8}\mu + \dots \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Из этих выражений следует, что для малых значений μ свободный член уравнения (40) удовлетворяет неравенству:

$$1 + A_i - 2A_i^2 < 0 \quad (i = 1, 2, 3);$$

и на самом деле это соотношение имеет место для значений $\mu < \frac{1}{2}$, что легко проверить ¹⁾. Поэтому биквадратное уравнение имеет два действительных корня, которые равны по числовым значениям и противоположны по знаку, и два сопряженных чисто мнимых корня. Из приведенных определений следует, что движение неустойчиво. Если бесконечно-малое тело очень мало смещено из точек точного решения, то оно вообще удалится на сравнительно большое расстояние.

162. Частные значения постоянных интегрирования. Выразим постоянные интегрирования через начальные условия и покажем, что последние могут быть выбраны так, что движение будет периодическим.

Предположим, что λ_1 и λ_2 — действительные корни уравнения (40); тогда $\lambda_1 = -\lambda_2$. Мнимые корни напомним в виде:

$$\lambda_3 = +\sqrt{-1}\sigma, \quad \lambda_4 = -\sqrt{-1}\sigma,$$

где σ — действительное число. L_j выражается через K_j при помощи уравнения (39):

$$L_j = \frac{[\lambda_j^2 - (1 + 2A_i)]}{2\lambda_j} \quad k_j = c_j K_j \quad (i = 1, 2, 3; j = 1, 3, 4). \quad (43)$$

Так как числовые значения λ_j попарно равны, но противоположны по знаку и два последних мнимы, то нетрудно проверить, что:

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= -c_3, \\ c_3 &= +\sqrt{-1}c, \\ c_4 &= -\sqrt{-1}c, \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

где c — действительная постоянная, зависящая от i .

¹⁾ Плюммер дал общее доказательство в «Monthly Notices of the R. A. S.», LXII, 1901.

Пусть $x'_0, y'_0, \frac{dx'_0}{dt}$ и $\frac{dy'_0}{dt}$ — начальные координаты и составляющие скорости, тогда уравнения (41) при $t=0$ дают:

$$\begin{aligned}x'_0 &= K_1 + K_2 + K_3 + K_4, \\y'_0 &= c_1(K_1 - K_2) + \sqrt{-1}c(K_3 - K_4), \\\frac{dx'_0}{dt} &= \lambda_1(K_1 - K_2) + \sqrt{-1}\sigma(K_3 - K_4), \\\frac{dy'_0}{dt} &= c_1\lambda_1(K_1 + K_2) - c\sigma(K_3 + K_4).\end{aligned}$$

Значения постоянных интегрирования определяются по начальным координатам и составляющим скорости решением этих уравнений.

Значения x' и y' вообще беспрестанно возрастают вместе с временем, но если начальные условия таковы, что $K_1 = K_2 = 0$, то они становятся чисто периодическими. Рассмотрим этот случай. Начальные координаты x'_0, y'_0 определяют K_3 и K_4 , при помощи которых определяются затем $\frac{dx'_0}{dt}, \frac{dy'_0}{dt}$.

Таким образом:

$$x'_0 = K_3 + K_4, \quad y'_0 = \sqrt{-1}c(K_3 - K_4),$$

откуда

$$K_3 = \frac{x'_0}{2} - \frac{\sqrt{-1}}{2c} y'_0, \quad K_4 = \frac{x'_0}{2} + \frac{\sqrt{-1}}{2c} y'_0.$$

Формулы (4) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned}x' &= \frac{x'_0}{2} (e^{\sqrt{-1}\sigma t} + e^{-\sqrt{-1}\sigma t}) - \frac{\sqrt{-1}}{2c} y'_0 (e^{\sqrt{-1}\sigma t} - e^{-\sqrt{-1}\sigma t}) = \\&= x'_0 \cos \sigma t + \frac{y'_0}{c} \sin \sigma t, \\y' &= \sqrt{-1} \frac{c}{2} x'_0 (e^{\sqrt{-1}\sigma t} - e^{-\sqrt{-1}\sigma t}) + \frac{y'_0}{2} (e^{\sqrt{-1}\sigma t} + e^{-\sqrt{-1}\sigma t}) = \\&= cx'_0 \sin \sigma t + y'_0 \cos \sigma t.\end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Исключая t из этих уравнений, получим уравнение орбиты. Для этого решим (45) относительно $\cos \sigma t$ и $\sin \sigma t$, затем возведем в квадрат и сложим. Получим:

$$\frac{x'^2}{c^2 x_0'^2 + y_0'^2} + \frac{y'^2}{c^2 x_0'^2 + y_0'^2} = 1. \quad (46)$$

Это уравнение эллипса, оси которого совпадают с осями координат и с центром в начале. Так как λ_3 мнимо, то из (43) и (44) следует, что $c^2 > 1$, поэтому большая ось эллипса направлена по оси y . Эксцентриситет дается формулой:

$$e^2 = \frac{c^2 - 1}{c^2},$$

что для больших значений c очень близко к единице. Орбиты имеют замечательное свойство, что их эксцентриситет не зависит от начальных дан-

ных, завися лишь от распределения масс между конечными телами и от одного из трех прямолинейных решений, из которых они возникают.

Очевидно, что это рассуждение не вполне строго, потому что в правых частях дифференциальных уравнений были отброшены члены высших порядков. Одни линейные члены не дают достаточных условий для существования периодических орбит, и, следовательно, когда рассмотрение ограничено таким образом, то оно отвечает лишь на вопрос, касающийся устойчивости решения. Но в настоящем случае периодические орбиты действительно существуют вокруг всех трех точек, если $0 < \mu < \frac{1}{2}$.

Несколько частных примеров для $\mu = \frac{1}{11}$ были найдены Дарвином в его мемуаре («Acta Mathematica», т. 21). Полный анализ для этих орбит, включающий гораздо более трудный случай, в котором конечные тела описывают эллиптические орбиты, дан автором в «Mathematische Annalen», т. LXXIII, 1912, стр. 441—479 и в «Publications of the Carnegie Institution of Washington» № 161, «Периодические орбиты», гл. V, VI и VII.

163. Применение к противосиянию (Gegenschein). Если постоянные K_1 и K_2 равны нулю, то бесконечно малое тело обращается по эллипсу вокруг точки равновесия. Если эти постоянные не равны нулю, но малы по числовой величине сравнительно с K_3 и K_4 , то движение происходит в течение значительного времени почти по эллипсу, но в конце концов далеко отходит от него. Возможно существование большого числа бесконечно малых тел, вращающихся вокруг одной и той же точки не возмущая друг друга.

Рассмотрим движение Земли вокруг Солнца. Оно происходит по кривой, которая почти окружность. Одна из точек прямолинейного решения в точности противоположна Солнцу, если метеор пройдет вблизи нее приблизительно с такими начальными условиями, которые определены в последнем параграфе, то он сделает одно или больше обращение вокруг этой точки, прежде чем продолжать свой путь в другие области. Если вокруг этой точки в одно и то же время соберется большое количество метеоров, то они будут казаться с Земли туманным пятном света, вытянутым вдоль эклиптики с центром против Солнца. Таков вид противосияния, которое было открыто независимо Брорзенем (Brorsen), Бакхаузом (Backhouse) и Барнардом (Barnard) соответственно в 1855, 1868 и 1875 гг. Повидимому, вопрос, достаточно ли имеется метеоров с приближенными начальными условиями для объяснения наблюдаемого явления, является решающим, но на него нельзя дать определенного ответа. Однако несомненно, что число метеоров чрезвычайно велико, например согласно Г. А. Ньютону ежедневно около 8 000 000 влетают в земную атмосферу, и естественно предположить, что они вызывают зодиакальный свет, который очень ярк по сравнению с противосиянием. Предположение, что это является причиной противосияния, было впервые сделано Гюльденом в заключительном параграфе мемуара в «Bulletin Astronomique», т. I, озаглавленном: «Sur un Cas Particulier du Problème et Trois Corps»¹⁾.

¹⁾ См. также статью Мультона в *Astronomical Journal* № 483.

164. Применение критериев устойчивости ко второй группе частных решений. Частные решения начальных дифференциальных уравнений в этом случае следующие:

$$r_1 = 1, \quad r_2 = 1.$$

Уравнения, соответствующие (33), имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial x'} x' + \frac{\partial f}{\partial y'} y' + \frac{\partial f}{\partial z} z' &= \frac{3}{4} x' + \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) y', \\ \frac{\partial g}{\partial x'} x' + \frac{\partial g}{\partial y'} y' + \frac{\partial g}{\partial z} z' &= \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) x' + \frac{9}{4} y', \\ \frac{\partial h}{\partial x'} x' + \frac{\partial h}{\partial y'} y' + \frac{\partial h}{\partial z} z' &= -z', \end{aligned}$$

и дифференциальные уравнения до членов второго порядка напишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x'}{dt^2} - 2 \frac{dy'}{dt} &= \frac{3}{4} x' + \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) y', \\ \frac{d^2 y'}{dt^2} + 2 \frac{dx'}{dt} &= \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) x' + \frac{9}{4} y', \\ \frac{d^2 z'}{dt^2} &= -z'. \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

Последнее уравнение не зависит от первых двух, и его решение таково:

$$z' = c_1 \sin t + c_2 \cos t.$$

Поэтому движение, параллельное оси z , для малых смещений периодически с периодом 2π , таким же, как для обращения конечных тел.

Для нахождения решения первых двух уравнений положим опять:

$$x' = Ke^{\lambda t}, \quad y' = Le^{\lambda t}. \quad (48)$$

Подставляя эти выражения в первые два уравнения (47) и сокращая, находим:

$$\left\{ \begin{aligned} \left[\lambda^2 - \frac{3}{4} \right] K - \left[2\lambda + \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) \right] L &= 0, \\ \left[2\lambda - \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) \right] K + \left[\lambda^2 - \frac{9}{4} \right] L &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Чтобы эти уравнения имели не нулевые решения, детерминант, составленный из коэффициентов, должен быть нулем, что дает уравнение для λ :

$$\left| \begin{array}{cc} \lambda^2 - \frac{3}{4} & -2\lambda - \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) \\ 2\lambda - \frac{3\sqrt{3}}{4} (1 - 2\mu) & \lambda^2 - \frac{9}{4} \end{array} \right| \equiv \lambda^4 + \lambda^2 + \frac{27}{4} \mu (1 - \mu) = 0. \quad (50)$$

Пусть $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ — корни этого биквадратного уравнения. Тогда общее решение уравнений (47) напишется в виде:

$$x' = K_1 e^{\lambda_1 t} + K_2 e^{\lambda_2 t} + K_3 e^{\lambda_3 t} + K_4 e^{\lambda_4 t},$$

$$y' = L_1 e^{\lambda_1 t} + L_2 e^{\lambda_2 t} + L_3 e^{\lambda_3 t} + L_4 e^{\lambda_4 t},$$

где K_1, K_2, K_3, K_4 — постоянные интегрирования, а L_1, L_2, L_3, L_4 — постоянные; связанные с ними любым из уравнений (49).

Из (50) находим, что:

$$\lambda_1 = -\lambda_2 = \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 - 27\mu(1-\mu)}}{2}}, \quad \lambda_3 = -\lambda_4 = \sqrt{\frac{-1 + \sqrt{1 - 27\mu(1-\mu)}}{2}}.$$

Число μ никогда не превышает 0,5, и если $1 - 27\mu(1 - \mu) \geq 0$, то корни чисто мнимы и попарно сопряжены; если это неравенство не выполнено, тогда они — комплексные величины. Неравенство может быть написано так:

$$1 - 27\mu(1 - \mu) = \varepsilon,$$

где ε — положительная величина, предел которой нуль. Решение этого уравнения дает:

$$\mu = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{23 \pm 4\varepsilon}{108}}; \quad (51)$$

так как $\mu < \frac{1}{2}$, то должен быть взят отрицательный знак. В пределе $\varepsilon = 0$ и $\mu = 0,0385\dots$. Поэтому, если $\mu < 0,0385\dots$, то корни (50) чисто мнимые и рассматриваемые частные решения устойчивы; если $\mu > 0,0385\dots$, то корни (50) комплексны и решения неустойчивы.

ЗАДАЧИ

1. Каково будет соотношение между новой наклонностью и старой, если комета при сближении к Солнцу по параболе, будет возмущена Юпитером так, что ее орбита останется параболой, в то время как перигелийное расстояние удвоится.

$$\text{Отв. } \cos i_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} \cos i_1.$$

2. Докажите, что если орбита кометы, наклонность которой к орбите Юпитера равна нулю, изменена возмущениями Юпитера из параболы в эллипс, то параметр орбиты обязательно увеличивается. Исследуйте изменения параметра при изменении большой оси, соответствующей переходу к другим коническим сечениям.

3. Предположим, что комета движется по эллипсу в плоскости орбиты Юпитера и что возмущающее действие Юпитера неощутимо за исключением короткого времени, когда они близки друг к другу. Докажите, что если возмущение от Юпитера увеличило эксцентриситет, то период увеличился или уменьшился в зависимости от того, что произведение большой полуоси на корень квадратный из параметра в первоначальном эллипсе больше или меньше единицы при выражении в канонических единицах.

4. Частица, помещенная посредине между двумя равными неподвижными массами, находится в равновесии. Исследуйте характер этого равновесия методом § 131.

5. Предположим, что $1 - \mu$ и μ — соответственно Солнце и Земля. Найдите период колебания, параллельного оси z , для бесконечно малого тела, слегка смещенного из плоскости xu вблизи точки, соответствующей решению в виде прямой, противоположащей Солнцу по отношению к Земле, принятой за начало.

Отв. 183 304 средних солнечных суток.

6. В том же случае найдите период колебания в плоскости xu .

Отв. 139,6 средних солнечных суток.

7. Докажите, что обычно для малых значений μ периоды колебаний как параллельные оси z , так и в плоскости xu , самые длинные для точки, противоположной $1 - \mu$ по отношению к $1 - \mu$, взятой за начало, следующие по длине — для точки, противоположной к $1 - \mu$ по отношению к μ , взятому за начало, и самые короткие — для точки между $1 - \mu$ и μ .

8. Найдите эксцентриситет орбиты в плоскости xu , противоположной Солнцу, в случае Солнца и Земли.

9. Дифференциальные уравнения (35) допускают интеграл:

$$\left(\frac{dx'}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy'}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz'}{dt}\right)^2 = (1 + 2A_1)x'^2 + (1 - A_1)y'^2 - A_1 z'^2 + C.$$

Рассмотрите значение интеграла по способу § 154–159.

10. Что можно сказать относительно независимости уравнений (9), после того как были наложены условия, чтобы детерминант исчез?

11. Если объяснение противосияния, данное в § 163, правильно, то каков будет его максимальный параллакс по эклиптической широте для наблюдателя, находящегося на широте в 45° .

Отв. Приблизительно $15'$ (слишком малый для уверенного наблюдения столь неопределенного объекта).

12. Предположите, что $\mu = \frac{1}{2}$, и приведите задачу нахождения движения бесконечно малого тела через начало вдоль оси z к эллиптическим интегралам.

СЛУЧАЙ ТРЕХ КОНЕЧНЫХ ТЕЛ

165. Условия для круговых орбит. В этой главе будет доказана теорема Лагранжа о том, что возможно сообщить такое движение трем конечным телам, чтобы их орбиты были подобными эллипсами, описываемыми в одно и то же время. Сначала докажем это для частного случая, когда орбиты — окружности. Предположим, что трем телам сообщено движение в одной и той же плоскости. Возьмем начало в центре их массы и плоскость ξ_i за плоскость движения. Тогда дифференциальные уравнения движения напишутся в виде (§ 143):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \xi_i}{dt^2} &= \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial \xi_i} \quad (i = 1, 2, 3), \\ \frac{d^2 \tau_i}{dt^2} &= \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial \tau_i}, \\ U &= \frac{k^2 m_1 m_2}{r_{1,2}} + \frac{k^2 m_2 m_3}{r_{2,3}} + \frac{k^2 m_1 m_3}{r_{3,1}}. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

Отнесем движение системы к осям, вращающимся с равномерной угловой скоростью n , при помощи подстановки:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{x}_i &= x_i \cos nt - y_i \sin nt, \\ \tilde{y}_i &= x_i \sin nt + y_i \cos nt. \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

Производя подстановку и приводя, как в § 152, находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x_i}{dt^2} - 2n \frac{dy_i}{dt} - n^2 x_i - \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{d^2 y_i}{dt^2} + 2n \frac{dx_i}{dt} - n^2 y_i - \frac{1}{m_i} \frac{\partial U}{\partial y_i} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

Если тела двигаются по кругам вокруг начала с угловой скоростью n , то их координаты по отношению к вращающимся осям постоянны. Так как тогда первые и вторые производные равны нулю, то уравнения (54) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} -n^2 x_1 + k^2 m_2 \frac{(x_1 - x_2)}{r_{1,2}^3} + k^1 m_3 \frac{(x_1 - x_3)}{r_{1,3}^3} &= 0, \\ -n^2 x_2 + k^2 m_1 \frac{(x_2 - x_1)}{r_{1,2}^3} + k^2 m_3 \frac{(x_2 - x_3)}{r_{2,3}^3} &= 0, \\ -n^2 x_3 + k^2 m_1 \frac{(x_3 - x_1)}{r_{1,3}^3} + k^2 m_2 \frac{(x_3 - x_2)}{r_{2,3}^3} &= 0, \\ -n^2 y_1 + k^2 m_2 \frac{(y_1 - y_2)}{r_{1,2}^3} + k^2 m_3 \frac{(y_1 - y_3)}{r_{1,3}^3} &= 0, \\ -n^2 y_2 + k^2 m_1 \frac{(y_2 - y_1)}{r_{1,2}^3} + k^1 m_3 \frac{(y_2 - y_3)}{r_{2,3}^3} &= 0, \\ -n^2 y_3 + k^2 m_1 \frac{(y_3 - y_1)}{r_{1,3}^3} + k^2 m_2 \frac{(y_3 - y_2)}{r_{2,3}^3} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

И обратно, если массы и начальные данные таковы, что эти шесть уравнений удовлетворены, то тела движутся по кругам вокруг начала с равномерной угловой скоростью n .

Так как начало находится в центре массы, то координаты удовлетворяют уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 &= 0, \\ m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Если первое уравнение (55) умножить на m_1 , второе на m_2 и произведения сложить, то сумма вследствие первого уравнения (56) принимает вид третьего уравнения (55). Подобным образом последнее уравнение (55) может быть выведено из других и последнего из (56). Поэтому третье и шестое уравнения (55) можно отбросить и вместо них употребить уравнения (56), что дает несколько более простую систему уравнений.

Единицы времени, пространства и массы были до сих пор произвольными. Без ущерба для общности можно их выбрать так, чтобы $r_{1,2} = 1$

и $k^2 = 1$. Тогда необходимые и достаточные условия для существования круговых решений, будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 &= 0, \\ -n^2 x_1 + m_1 (x_1 - x_2) + m_3 \frac{(x_1 - x_3)}{r_{1,3}^3} &= 0, \\ -n^2 x_2 + m_1 (x_2 - x_1) + m_3 \frac{(x_2 - x_3)}{r_{2,3}^3} &= 0, \\ m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3 &= 0, \\ -n^2 y_1 + m_1 (y_1 - y_2) + m_3 \frac{(y_1 - y_3)}{r_{1,3}^3} &= 0, \\ -n^2 y_2 + m_1 (y_2 - y_1) + m_3 \frac{(y_2 - y_3)}{r_{2,3}^3} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

166. Решения в виде равносторонних треугольников. Для каждой системы действительных значений переменных, удовлетворяющих уравнениям (57), существует одно решение задачи. Нетрудно показать, что уравнения удовлетворяются, если тела расположены в вершинах равностороннего треугольника. Действительно, тогда $r_{1,2} = r_{2,3} = r_{1,3} = 1$, и уравнения (57) принимают вид:

$$\begin{aligned} m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 &= 0, \\ (m_2 + m_3 - n^2) x_1 - m_1 x_2 - m_3 x_3 &= 0, \\ (m_1 + m_3 - n^2) x_2 - m_1 x_1 - m_3 x_3 &= 0, \\ m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3 &= 0, \\ (m_2 + m_3 - n^2) y_1 - m_1 y_2 - m_3 y_3 &= 0, \\ (m_1 + m_3 - n^2) y_2 - m_1 y_1 - m_3 y_3 &= 0. \end{aligned}$$

Эти уравнения линейны и однородны относительно $x_1, x_2, \dots, y_3$. Чтобы они могли иметь решение, отличное от $x_1 = x_2 = \dots = y_3 = 0$, которое несовместимо с $r_{1,2} = r_{2,3} = r_{1,3} = 1$, необходимо, чтобы детерминант, составленный из коэффициентов, был равен нулю. Полагая $M = m_1 + m_2 + m_3$, легко найти, что условие примет вид:

$$m_3^2 (M - n^2)^2 = 0,$$

следовательно, мы должны иметь $n^2 = M$. Тогда два из x_i и два из y_i произвольны, и отсюда уравнения имеют решение, совместимое с $r_{i,j} = 1$. Поэтому конфигурация в форме равностороннего треугольника с соответствующими начальными составляющими скоростей есть частное решение задачи трех тел, и если единицы таковы, что взаимные расстояния и k^2 равны единице, то квадрат угловой скорости вращения равен сумме масс трех тел.

167. Прямолинейные решения. Последние три уравнения (57) удовлетворяются при $y_1 = y_2 = y_3 = 0$; в этом случае все тела находятся на оси x . Предположим, что они расположены в порядке m_1, m_2, m_3 , считая от отрицательного конца по направлению к положительному.

Тогда $x_3 > x_2 > x_1$, $r_{1,2} = x_2 - x_1 = 1$ и первые три уравнения из (57) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} m_1 x_1 + m_2 (1 + x_1) + m_3 x_3 &= 0, \\ m_2 + \frac{m_3}{(x_3 - x_1)^2} + n^2 x_1 &= 0, \\ -m_1 + \frac{m_1}{(x_3 - x_1 - 1)^2} + n^2 (1 + x_1) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Исключая x_3 и n^2 , находим:

$$m_2 + (m_1 + m_2) x_1 + \frac{m_2^2 (1 + x_1)}{(M x_1 + m_2)^2} - \frac{m_2^2 x_1}{(M x_1 + m_2 + m_3)^2} = 0. \quad (59)$$

Если это уравнение освободить от дробей, то получится уравнение пятой степени относительно x_1 , коэффициенты которого все положительны. Поэтому здесь нет действительного положительного корня, но существует по крайней мере один действительный отрицательный корень и поэтому имеется по меньшей мере одно решение задачи.

Возьмем за неизвестное вместо x_1 разность $x_3 - x_2$, которую обозначим через A . Расстояние x_1 должно быть выражено через эту новую переменную. Соотношения между x_1 , x_2 , x_3 и A таковы:

$$\begin{aligned} m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 &= 0, \\ x_1 - x_2 &= 1, \quad x_3 - x_2 = A, \end{aligned}$$

откуда

$$x_1 = -\frac{m_2 + m_1 + m_3 A}{M}.$$

Подставляя это выражение для x_1 в (59), освобождая от дробей и сокращая на общие множители, мы получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} (m_1 + m_2) A^5 + (3m_1 + 2m_2) A^4 + (3m_1 + m_2) A^3 - \\ - (m_2 + 3m_3) A^2 - (2m_2 + 3m_3) A - (m_2 + m_3) = 0. \end{aligned} \quad (60)$$

Это в точности уравнение пятой степени Лагранжа относительно A ¹⁾ и имеет лишь один действительный положительный корень, так как коэффициенты меняют знак лишь один раз. Единственное A , имеющее значение в задаче для выбранного порядка масс, положительно, поэтому уравнение (60) имеет единственное решение, определяющее распределение тел в решении задачи трех тел в форме прямой. Очевидно, что еще два другие решения в форме прямой можно получить при помощи круговой перестановки трех тел.

168. Динамические свойства решений. Так как тела обращаются по кругам с постоянной угловой скоростью вокруг центра массы, то закон площадей применим для каждого тела в отдельности, поэтому *равна действующая всех сил, действующих на каждое тело, постоянно направлена к центру масс* (§ 48).

¹⁾ См. «Собрание сочинений» Лагранжа, т. VI, стр. 277 и Тиссеран, *Mécanique Céleste*, т. I, стр. 155.

Пусть расстояния m_1, m_2 и m_3 от их центра массы соответственно равны a_1, a_2 и a_3 . Тогда центробежное ускорение, которому подвержено m_i , есть $\alpha_i = \frac{v_i^2}{a_i}$, где v_i линейная скорость m_i . Но это может быть написано так: $\alpha_i = n^2 a_i$. Центробежная сила в точности уравновешивает центробежную, поэтому ускорение в сторону центра массы равно:

$$\alpha_i = n^2 a_i,$$

т. е. ускорения различных тел по направлению к их общему центру массы прямо пропорциональны соответствующим расстояниям от этой точки.

169. Решение в форме конических сечений. Рассмотрение решения задачи трех тел характеризуется тем, что их орбиты — окружности. Покажем, что для каждого из них имеется решение, в котором орбиты суть конические сечения произвольного эксцентриситета. Эти решения характеризуются тем фактом, что в них отношения взаимных расстояний тел постоянны, хотя сами расстояния переменны.

Дифференциальные уравнения движения, когда система отнесена к неподвижным осям с началом в центре массы системы, таковы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \xi}{dt^2} &= -\frac{m_2(\xi_1 - \xi_2)}{r_{1,2}^3} - \frac{m_3(\xi_1 - \xi_3)}{r_{1,3}^3}, \\ \frac{d^2 \eta_1}{dt^2} &= -\frac{m_2(\eta_1 - \eta_2)}{r_{1,2}^3} - \frac{m_3(\eta_1 - \eta_3)}{r_{1,3}^3}, \\ \frac{d^2 \xi}{dt^2} &= -\frac{m_1(\xi_2 - \xi_1)}{r_{1,2}^3} - \frac{m_3(\xi_2 - \xi_3)}{r_{2,3}^3}, \\ \frac{d^2 \eta_2}{dt^2} &= -\frac{m_1(\eta_2 - \eta_1)}{r_{1,2}^3} - \frac{m_3(\eta_2 - \eta_3)}{r_{2,3}^3}, \\ \frac{d^2 \xi_3}{dt^2} &= -\frac{m_1(\xi_3 - \xi_1)}{r_{1,3}^3} - \frac{m_2(\xi_3 - \xi_2)}{r_{2,3}^3}, \\ \frac{d^2 \eta_3}{dt^2} &= -\frac{m_1(\eta_3 - \eta_1)}{r_{1,3}^3} - \frac{m_2(\eta_3 - \eta_2)}{r_{2,3}^3}. \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Предположим, что координаты m_1, m_2 и m_3 при $t = t_0$ соответственно обозначены через (x_1, y_1) , (x_2, y_2) и (x_3, y_3) , и пусть соответствующие расстояния от начала обозначены через $r_1^{(0)}, r_2^{(0)}, r_3^{(0)}$. Предположим, что углы, которые $r_1^{(0)}, r_2^{(0)}, r_3^{(0)}$ образуют с осью ξ , равны φ_1, φ_2 и φ_3 , тогда

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= r_1^{(0)} \cos \varphi_1, & x_2 &= r_2^{(0)} \cos \varphi_2, & x_3 &= r_3^{(0)} \cos \varphi_3, \\ y_1 &= r_1^{(0)} \sin \varphi_1, & y_2 &= r_2^{(0)} \sin \varphi_2, & y_3 &= r_3^{(0)} \sin \varphi_3. \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

Обозначим теперь текущие координаты через (ξ_1, η_1) , (ξ_2, η_2) и (ξ_3, η_3) . Предположим, что отношения взаимных расстояний являются постоянными, тогда взаимные расстояния в момент t равны:

$$\rho r_{1,2}, \quad \rho r_{2,3}, \quad \rho r_{1,3},$$

где ρ есть множитель пропорциональности.

Так как форма фигуры, образованной тремя телами, не изменяется, то следует, что

$$r_1 = r_1^{(0)} \rho, \quad r_2 = r_2^{(0)} \rho, \quad r_3 = r_3^{(0)} \rho. \quad (63)$$

Кроме того, радиусы r_1 , r_2 и r_3 повернутся на тот же угол θ (рис. 42), откуда:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{x}_1 &= r_1^{(0)} \rho \cos(\theta + \varphi_1) = (x_1 \cos \theta - y_1 \sin \theta) \rho, \\ \tilde{y}_1 &= r_1^{(0)} \rho \sin(\theta + \varphi_1) = (x_1 \sin \theta + y_1 \cos \theta) \rho, \\ \tilde{x}_2 &= r_2^{(0)} \rho \cos(\theta + \varphi_2) = (x_2 \cos \theta - y_2 \sin \theta) \rho, \\ \tilde{y}_2 &= r_2^{(0)} \rho \sin(\theta + \varphi_2) = (x_2 \sin \theta + y_2 \cos \theta) \rho, \\ \tilde{x}_3 &= r_3^{(0)} \rho \cos(\theta + \varphi_3) = (x_3 \cos \theta - y_3 \sin \theta) \rho, \\ \tilde{y}_3 &= r_3^{(0)} \rho \sin(\theta + \varphi_3) = (x_3 \sin \theta + y_3 \cos \theta) \rho. \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

Если уравнения (61) преобразовать при помощи (64), то в них войдут только две зависящих переменных ρ и θ , они будут необходимыми усло-

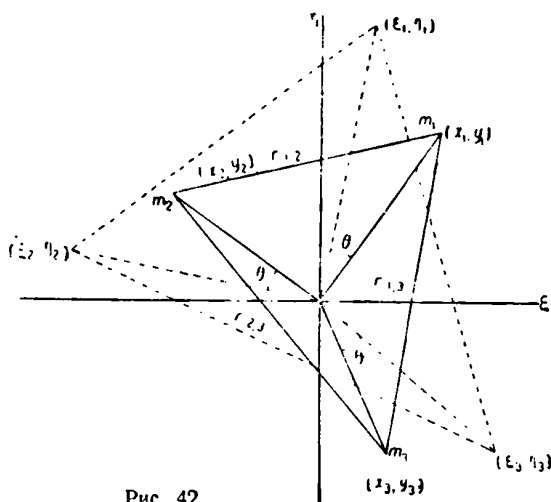


Рис. 42.

виями для существования решений, в которых отношения взаимных расстояний постоянны. Из первых двух уравнений (61) и (64) после умножения результатов преобразования на $\cos \theta$ и $\sin \theta$ и сложения и затем на $-\sin \theta$ и $\cos \theta$ и сложения следует, что:

$$\left. \begin{aligned} x_1 \frac{d^2 \rho}{dt^2} - 2y_1 \frac{d\rho}{dt} \frac{d\theta}{dt} - x_1 \rho \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 - y_1 \rho \frac{d^2 \theta}{dt^2} &= \\ &= - \left\{ \frac{m_2 (x_1 - x_2)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3 (x_1 - x_3)}{r_{1,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}, \\ y_1 \frac{d^2 \rho}{dt^2} + 2x_1 \frac{d\rho}{dt} \frac{d\theta}{dt} - y_1 \rho \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + x_1 \rho \frac{d^2 \theta}{dt^2} &= \\ &= - \left\{ \frac{m_2 (y_1 - y_2)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3 (y_1 - y_3)}{r_{1,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Пусть

$$\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = \dot{\phi}, \quad (66)$$

тогда

$$2 \frac{d\rho}{dt} \frac{d\theta}{dt} + \rho \frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{1}{\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt}, \quad \rho \left(\frac{d\dot{\phi}}{dt} \right)^2 = \dot{\phi}^2,$$

и уравнения (65) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\rho}{dt^2} - \frac{y_1}{x_1\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -\frac{1}{x_1} \left\{ \frac{m_2(x_1 - x)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(x_1 - x_3)}{r_{1,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}, \\ \frac{d^2\rho}{dt^2} + \frac{x_1}{y_1\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -\frac{1}{y_1} \left\{ \frac{m_2(y_1 - y)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(y_1 - y_3)}{r_{1,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}. \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

Подобным образом из последних четырех уравнений (61) и (65) можно вывести следующие:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\rho}{dt^2} - \frac{y_2}{x_2\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -\frac{1}{x_2} \left\{ \frac{m_1(x_2 - x)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(x_2 - x_3)}{r_{2,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}, \\ \frac{d^2\rho}{dt^2} + \frac{x_2}{y_2\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -\frac{1}{y_2} \left\{ \frac{m_1(y_2 - y)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(y_2 - y_3)}{r_{2,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}, \\ \frac{d^2\rho}{dt^2} - \frac{y_3}{x_3\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -\frac{1}{x_3} \left\{ \frac{m_1(x_3 - x)}{r_{1,3}^3} + \frac{m_2(x_3 - x)}{r_{2,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}, \\ \frac{d^2\rho}{dt^2} + \frac{x_3}{y_3\rho} \frac{d\dot{\phi}}{dt} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -\frac{1}{y_3} \left\{ \frac{m_1(y_3 - y)}{r_{1,3}^3} + \frac{m_2(y_3 - y_2)}{r_{2,3}^3} \right\} \frac{1}{\rho^2}. \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

Уравнения (67) и (68) дают необходимые условия для существования решений, в которых отношения расстояний тел постоянны. Надо определить лишь две переменных ρ и $\dot{\phi}$. Первая дает размеры системы при помощи (63), а вторая — ее ориентировку при помощи (66). Чтобы требуемые решения могли существовать, эти уравнения должны быть совместными. Когда начальные условия заданы, то они попарно определяют ρ и $\dot{\phi}$. Для того чтобы для данных начальных условий ρ и $\dot{\phi}$, определяемые каждой из трех пар дифференциальных уравнений, были тождественны, коэффициенты у соответствующих членов с ρ и $\dot{\phi}$ должны быть одинаковыми. Это можно доказать, рассматривая разложение решений в степенные ряды по $t - t_0$. Для того чтобы решения были одинаковы, надо, чтобы коэффициенты у соответствующих степеней $t - t_0$ были тождественны, а чтобы эти условия были удовлетворены, надо, чтобы коэффициенты соответствующих членов в дифференциальных уравнениях были тождественны. Поэтому условия для совместности уравнений (67) и (68) будут или:

$$\frac{y_1}{x_1} = \frac{y_2}{x_2} = \frac{y_3}{x_3}, \quad (69)$$

или:

$$\frac{d\dot{\phi}}{dt} = 0 \quad (70)$$

и система шести уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_2(x_1 - x_2)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(x_1 - x_3)}{r_{1,3}^3} &= n^2 x_1, \\ \frac{m_1(x_2 - x_1)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(x_2 - x_3)}{r_{2,3}^3} &= n^2 x_2, \\ \frac{m_1(x_3 - x_1)}{r_{1,3}^3} + \frac{m_2(x_3 - x_2)}{r_{2,3}^3} &= n^2 x_3, \\ \frac{m(y_1 - y_2)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(y_1 - y_3)}{r_{1,3}^3} &= n^2 y_1, \\ \frac{m_1(y_2 - y_1)}{r_{1,2}^3} + \frac{m_3(y_2 - y_3)}{r_{2,3}^3} &= n^2 y_2, \\ \frac{m_1(y_3 - y_1)}{r_{1,3}^3} + \frac{m_2(y_3 - y_2)}{r_{2,3}^3} &= n^2 y_3, \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

где n^2 — общее постоянное значение скобок в правых частях (67) и (68). Из уравнений (71), также как из начальных определений x_i и y_i , следует, что уравнения для центра массы:

$$m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3 = 0,$$

$$m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3 = 0,$$

удовлетворены.

Уравнения (69) удовлетворяются лишь в том случае, если три тела находятся на прямой линии в момент $t = t_0$. Так как по гипотезе форма конфигурации постоянна, то в этом случае они всегда остаются на прямой линии. Положение осей может быть выбрано в $t = t_0$ так, что $y_1 = y_2 = y_3 = 0$, и условия существования решения приводятся к первым трем уравнениям (71). Эти уравнения таковы же, как уравнения (55) в § 165, а в § 167 показано, что они имеют лишь три действительных решения.

Предположим, что уравнения (69) удовлетворены и что тела остаются на одной прямой; тогда равнодействующая всех сил, которым подчинено каждое тело, направлена неизменно к центру массы системы, и, следовательно, закон площадей применим по отношению к этой точке. Отсюда:

$$r_1^2 \frac{d\theta}{dt} = c_1, \quad r_2^2 \frac{d\theta}{dt} = c_2, \quad r_3^2 \frac{d\theta}{dt} = c_3,$$

где c_1 , c_2 и c_3 — постоянные. Из (63) следует, что $\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{c_1}{(r_1^{(0)})^2}$, а затем из (66), что $\frac{d\phi}{dt} = 0$. Поэтому уравнения (66), (67) и (68) в этом случае принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \rho}{dt^2} - \frac{\dot{\phi}^2}{\rho^3} &= -n^2 \frac{1}{\rho^2}, \\ \phi &= c^0 = \text{const.}, \\ \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\dot{\phi}}{\rho^2} = \frac{c_0}{\rho^2}. \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Это — дифференциальные уравнения в полярных координатах для задачи двух тел. За исключением различия в обозначениях они таковы же, как уравнения (65) главы V. Поэтому ρ и θ удовлетворяют условиям движения по коническому сечению согласно закону тяготения, и из уравнения (63) и из определения θ следует, что три тела описывают подобные конические сечения, имеющие произвольные эксцентриситеты. Эти решения включают решения в форме прямой, где в частном случае орбиты являются окружностями.

Предположим, что уравнения (69) не удовлетворены; тогда тела не располагаются по одной прямой. Если это так, то, для того чтобы уравнения (67) и (68) могли быть совместимы, должно быть удовлетворено уравнение (70). Из уравнений (66) и (63) следует, что закон площадей по отношению к началу имеет место для каждого тела в отдельности. В § 163 показано, что уравнения (71) удовлетворены, если тела находятся в вершинах равностороннего треугольника. Легко показать, что если они не располагаются на одной прямой, то не существует другого решения. В случае решения равностороннего треугольника уравнения (67) и (68) также приводятся к (72), и орбиты должны быть подобными коническими сечениями произвольного эксцентриситета.

ЗАДАЧИ

1. Примите за гипотезу, что существует решение, в котором три тела всегда расположены на одной прямой. Докажите, что закон площадей имеет место для каждого тела в отдельности по отношению к центру массы системы, по отношению к каждому из других тел и по отношению к центру массы любой пары тел.

2. Напишите условия, чтобы ускорения, которым подвергаются тела, были направлены к общему центру массы и пропорциональны их соответствующим расстояниям.

Отв. Уравнения (55).

3. Равнодействующая сил, действующих на каждое тело, всегда проходит через неподвижную точку. Докажите, что конфигурация в форме равностороннего треугольника является единственным решением уравнений (55), если тела не находятся на прямой линии.

4. Предположим, что $m_1 = m_2 = m_3 = 1$ и что тела движутся согласно решению в форме равностороннего треугольника. Найдите радиус круга, по которому тела бы обращаться точка вокруг одного из них с периодом обращения их вокруг центра массы.

Отв. $R = 3^{\frac{1}{3}}$.

5. Докажите, что решение в форме равностороннего треугольника с круговыми орбитами имеет место, когда взаимное притяжение тел изменяется пропорционально любой степени расстояния.

6. Найдите число прямолинейных решений, когда сила меняется пропорционально любой степени расстояния.

7. Докажите, что когда сила изменяется обратно пропорционально пятой степени, то одно решение таково, что каждое из тел движется по кругу через их центр массы таким образом, что тела всегда находятся в вершинах равностороннего треугольника.

8. Докажите, что если три тела помещены с нулевой начальной скоростью в одну из конфигураций, допускающую круговые решения, то они упадут к их центрам массы по прямым линиям в одно и то же время.

9. Найдите распределение массы среди тех тел, для которых время падения к их центру массы будет наименьшим, наибольшим.

10. Докажите, что если любые четыре массы помещены в вершинах правильного тетраэдра, то равнодействующая всех сил, действующих на каждое тело, проходит через центр массы четырех тел и что величины ускорений пропорциональны соответственным расстояниям тел от их центра массы.

11. Докажите, что не существует круговых решений в задаче четырех тел, когда не все тела движутся в одной плоскости.

12. Исследуйте устойчивость решений в форме треугольника и прямой линии в задаче трех тел, когда все массы конечны.

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Первые частные решения задачи трех тел были найдены Лагранжем в его премированном мемуаре «Essai sur le Problème des Trois Corps», представленном в Парижскую академию в 1772 г. (Собрание сочинений, т. VI, стр. 22.; Тиссеран, Мéc. Céle., т. I, гл. VIII). Решения, найденные им, в точности те, что даны в последней части этой главы. Его метод состоял в разделении задачи на две части: а) определение взаимных расстояний тел, б) решив «а», определение плоскости треугольника в пространстве и ориентировка треугольника в плоскости. Он доказал, что если часть «а» решена, то часть «б» может быть также решена. Чтобы решить «а», необходимо вывести три дифференциальных уравнения для трех взаимных расстояний. Он нашел три уравнения, одно из которых третьего порядка, а остальные два каждое второго порядка, что приводит всю задачу к седьмому порядку. Приведение общей задачи трех тел при помощи десяти интегралов оставляет ее восьмого порядка, поэтому анализ Лагранжа понижает порядок задачи еще на единицу. Лагранж нашел, что можно проинтегрировать дифференциальные уравнения до конца, принимая, что отношения взаимных расстояний постоянны. Это доказательство было повторено Лапласом в «Mécanique Céleste», т. V, стр. 310. В «Системе мира» («L'Exposition du Système du Monde») он замечает, что если бы Луна была дана Земле providением для того, чтобы освещать ночь, как это утверждали некоторые, то эта цель не вполне достигнута, потому что если бы Луна была помещена в противостояние с Солнцем с требуемой начальной скоростью, то она всегда осталась бы там и для всей Земли была бы всегда видна или полная Луна или Солнце. Доказательство, на котором он основал свои замечания, было сделано при предположении, что нет возмущающей силы. При наличии возмущающих сил конфигурация не сохранилась бы за исключением случая, когда решение устойчиво, каковым оно не является, как это доказано Лиувилем (Liouville) в *Journal des Mathématiques*, т. VII, 1845.

Ряд мемуаров более или менее близко придерживается линии, намеченной Лагранжем. Среди них можно упомянуть один Радо (Radau) в *Bulletin Astronomique*, т. III, стр. 113, Линдстета (Lindstedt) в *Annales de l'Ecole Normale*, 3-я серия, т. I, стр. 85, Аллегре (Allegret) в *Journal des Mathématiques*, 1875, стр. 277, Бурла (Bour) в *Journal de l'Ecole Polytechnique*, т. XXXVI и Матье (Mathieu) в *Journal des Mathématiques*, 1876, стр. 345.

Яковин, не зная о работе Лагранжа, привел общую задачу трех тел к седьмому порядку в *Crelle's Journal*, 1843, стр. 115 (Собрание сочинений, т. IV, стр. 478). Ее порядок больше не был понижен.

Имеется целый ряд статей, касающихся решений задачи более чем трех тел, в которых отношения взаимных расстояний постоянны, среди этих статей одна принадлежит Леман-Филе (Lehman-Filhes) в *Astronomische Nachrichten*, т. 127, стр. 137, одна — Мьюлтоу в *Transactions of the American Mathematical Society*, т. I, стр. 17, одна — Лонглю (Longley) в *Bulletin of the American Mathematical Society*, т. XIII, стр. 324.

После Лагранжа никаких новых периодических решений задачи трех тел не было открыто, пока Хилл (Hill) не развил свою теорию Луны *The American Journal of Mathematics*, т. I, 187). Эти решения Хилла имеют гораздо большее практическое значение, чем решения типа Лагранжа. Однако надо сказать, что они не точно периодические решения каждого действительного случая, потому что отброшена малая доля возмущающего действия Солнца.

Следующий важный шаг был сделан Пуанкаре в мемуаре в *Bulletin Astronomique*, т. I, в котором он доказал, что если массы двух тел малы по

сравнению с массой третьего тела, то имеется бесконечное число систем начальных условий, для которых движение периодически. Эти и.е. были разработаны и результаты расширены в мемуаре, появившемся в «Acta Mathematica», т. XIII. Методы, употребленные Пуанкаре, несравнимо более глубокие и могущественные, чем какие-либо из предшествующих в небесной механике, и составляют эпоху в развитии науки. Работа Пуанкаре, исправленная и расширенная во многих направлениях, опубликована в трех томах, озаглавленных «Les Methodes Nouvelles de la Mécanique Céleste». Она написана с удивительной прямоотой и ясностью и дана достаточно подробно, чтобы сделать такую глубокую работу возможно легкой для чтения.

Важный мемуар о периодических орбитах Дж. Дарвина появился в «Acta Mathematica», т. XXI, 1897. В этом исследовании было принято, что одна из трех масс бесконечно мала и что конечные массы, имея отношение 10:1, обращаются по кругам. Большое число периодических орбит, принадлежащих к различным семействам, было открыто числовыми методами главным образом копенгагенской школой под руководством Стремгрена (Stromgren). Вопрос об их устойчивости был решен методом, употребленным Хиллом в его изучении движения лунного перигелия.

Значительно число исследований в области периодических орбит, пользующихся аналитическими процессами, основанными на методах Пуанкаре, были опубликованы Мультоном и его бывшими учениками: D. Buhanan, T. Luck, F. Griffin, W. Longley и W. McMillan. Эти статьи появились в *Transactions of the American Mathematical Society*, *Proceedings of the London Mathematical Society*, *Mathematisches Annalen* и в *Proceedings of the First International Congress of Mathematicians*.

Наряду с анализом разнообразных периодических орбит они показывают существование бесконечных групп замкнутых орбит, которые образуют границы между различными классами периодических орбит. Эти исследования опубликованы под заглавием «Периодические орбиты» в *Publication*, 161, Института Карнеги в Вашингтоне.

Весьма важные результаты, касающиеся устойчивости частных решений задачи о трех телах, были получены А. Ляпуновым, исследования которого, к сожалению, почти неизвестны иностранным астрономам.

Важнейшие результаты А. Ляпунова будут изложены в добавлении II.

ГЛАВА IX

ВОЗМУЩЕНИЯ. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

170. Значение возмущений. В главе I было показано, что если два сферических тела движутся под влиянием их взаимных притяжений, то каждое из них по отношению к другому описывает коническое сечение, фокус которого находится в центре другого тела. Обратная теорема также верна, т. е. если имеет место закон площадей и если орбита одного тела есть коническое сечение, фокус которого находится в другом теле, тогда если сила зависит лишь от расстояния, то она изменится обратно пропорционально квадрату расстояния (см. также § 58).

Если имеется сопротивляющаяся среда, или каждое из тел сплюснуто, или существует третье тело, притягивающее два рассматриваемых, или имеется иная сила, действующая на тела, кроме их взаимного притяжения, то их орбиты уже не будут точными коническими сечениями. Предположим, что координаты и составляющие скорости даны в определенный момент t_0 ; тогда если бы условия задачи двух тел были точно удовлетворены, то орбиты были бы определенными коническими сечениями, по которым стали бы двигаться тела согласно закону площадей. Различия между координатами и составляющими скорости в действительных орбитах и в тех, по которым тела двигались бы, если бы движение не возмущалось, называются *возмущениями*.

Исходя из разных точек зрения было предложено несколько методов для вычисления возмущений. Наиболее часто употребляются следующие два метода.

171. Варнация координат. Наиболее простым и непосредственным способом учета возмущающих сил является вычисление возмущений координат. Пусть, например, планета подвергается притяжению Солнца и другой планеты. Если бы второй планеты не было, то первая двигалась бы вокруг Солнца по коническому сечению. Возмущающее действие второй планеты изменяет координаты и составляющие скорости в этом движении, и эти различия вычисляются соответствующими способами. При помощи этого метода уравнения действительной кривой получить весьма затруднительно, так что неизвестно, что происходит в течение долгого промежутка времени. Этот метод применяется только к кометам и малым планетам.

172. Варнация элементов. Этот метод носит разные названия: варнация элементов, варнация параметров и варнация произвольных постоянных интегрирования. Согласно идее этого метода мы можем считать, что тело, подчиняясь закону тяготения, всегда движется по коническому сечению, но по такому, которое меняется каждый момент. Изменяющееся

коническое сечение касается действительной орбиты в каждой ее точке и, кроме того, если тело движется без возмущений по любому из касательных конических сечений, то оно будет иметь такую же скорость в точке касания, какую оно имеет в действительной орбите в этой же точке. Говорят, что это коническое сечение *оскулирует* (соприкасается) с действительной орбитой в точке контакта. Возмущения — это различия между элементами орбиты в начале движения и элементами оскулирующего конического сечения в любое время. Очевидное преимущество этого метода заключается в том, что элементы изменяются очень медленно, так как в большинстве случаев, действительно имеющих место в солнечной системе, возмущающие силы весьма малы. Но если бы возмущения были очень большими, как в некоторых кратных звездных системах, то этот метод утратил бы свои относительные преимущества.

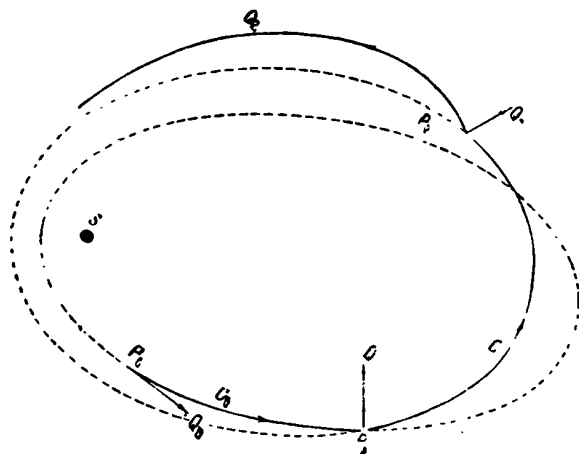


Рис. 43.

Понятие о возмущениях как о вариациях элементов естественно возникает при рассмотрении параметров, определяющих элементы орбиты. В главе V показано, что начальные положения двух тел и направления начальной скорости определяют плоскость орбиты, что начальные положения и скорости определяют длину большой оси и что начальные условия, включающие направление скорости, определяют эксцентриситет и линию апсид.

Предположим, что тело m брошено из P_0 (рис. 43) в направлении Q_0 со скоростью V_0 и что кроме притяжения тела S не имеется сил, действующих на него, тогда согласно результатам задачи двух тел следует, что оно будет двигаться по коническому сечению C_0 , элементы которого однозначно определены начальными условиями. Предположим, что когда m приходит в P_1 , то оно подвергается мгновенному импульсу с напряжением f_1 в направлении P_1Q_1 ; это положение, новая скорость и направление движения определяют новое коническое сечение C_1 , по которому

будет двигаться тело, пока оно снова не будет возмущено какой-нибудь внешней силой. Предположим, что когда оно приходит в P_2 , оно подвергается действию импульса f_2 в направлении P_2Q_2 , тогда оно будет двигаться по новому коническому сечению C_2 . Можно предположить, что это будет продолжаться до бесконечности. Тело будет двигаться по коническим сечениям, время от времени изменяющимся под влиянием возмущающих импульсов. Предположим, что мгновенные импульсы становятся очень малыми и что интервалы времени между ними делаются все меньше и меньше. Общий характер движения останется тем же самым. В пределе импульсы переходят в непрерывную возмущающую силу, и орбита становится коническим сечением, все элементы которого непрерывно изменяются.

173. Определение элементов из графического построения. В § 99 было показано, что большая полуось дается очень простым уравнением:

$$V^2 = k^2(S+m) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right), \quad (1)$$

где V — начальная скорость, k^2 — гауссова постоянная, $S+m$ — сумма масс, r — начальное взаимное расстояние тел и a — большая полуось. Предположим, что большая полуось вычислена при помощи уравнения (1),

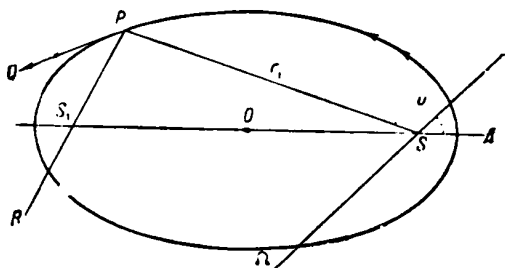


Рис. 44.

и покажем, как могут быть найдены остальные элементы при помощи очень простых геометрических построений. Начальные положения S и m и направление начальной скорости тела m определяют положение плоскости орбиты, а поэтому $Q\delta$ и i . Предположим, что в начальный момент t находится в точке P (рис. 44) и что оно брошено в направлении PQ со скоростью V . Солнце S находится в одном из фокусов. Из свойств конических сечений известно, что прямые, проведенные из P к двум фокусам, образуют равные углы с касательной PQ . Проведем линию PR , образуя такую же угол с касательной, как и PS . Пусть r_1 обозначает расстояние от S до P и r_2 — расстояние от P до второго фокуса. Тогда $r_1 + r_2 = 2a$, откуда $r_2 = 2a - r_1$, что определяет положение S_1 . Обозначим через O среднюю точку отрезка SS_1 ; тогда $\epsilon = \frac{SO}{a}$. Предположим, что $SQ\delta$ есть линия узлов, тогда угол $Q\delta SA = \omega$ и $\pi = \omega + Q\delta$.

Остается определить еще один элемент — время прохождения через перигелий. Угол ASP , считаемый в направлении движения, есть v . Эксцентрисическая аномалия дается уравнением (§ 98):

$$\operatorname{tg} \frac{E}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \operatorname{tg} \frac{v}{2}. \quad (2)$$

После того как найдено E , время прохождения через перигелий определяется из уравнения Кеплера (§ 93):

$$n(t - T) = E - e \sin E. \quad (3)$$

174. Разложение возмущающей силы. Для нахождения действия возмущающей силы на элементы ее удобно разложить на три прямоугольных составляющих. Это можно сделать несколькими способами, каждый из которых имеет преимущества для особых целей. Один из них, принятый здесь, вообще ведет наиболее просто к определению изменений элементов, когда рассматриваемое тело находится под влиянием произвольной возмущающей силы. Выражения для скорости изменения элементов можно вывести без больших трудностей из геометрических рассуждений для любых возмущающих сил, но предметом этой главы является объяснение природы и причин возмущений различных видов, и поэтому мы не будем рассеивать внимания читателя ненужными отступлениями, касающимися методов вычисления. Эта часть естественно относится к аналитическим методам, которые будут рассмотрены в следующей главе.

Разложим возмущающую силу на три прямоугольных составляющих: а) *ортогональную составляющую* ¹⁾ S , перпендикулярную к плоскости орбиты и которую будем считать положительной, когда она направлена в сторону северного полюса эклиптики, б) *тангенциальную составляющую* T , направленную по касательной и которую будем считать положительной, когда она действует по направлению движения, и в) *нормальную составляющую* N , перпендикулярную к касательной и которую будем считать положительной, когда она направлена внутрь орбиты.

В следующих параграфах мы рассмотрим действия этих составляющих на различные элементы орбиты. Хотя действия различных составляющих рассматриваются в отдельности, все же если одновременно действуют две из них или больше, то иногда необходимо тщательно оценить величину отдельных возмущений для определения характера их совместных действий.

ДЕЙСТВИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ ВОЗМУЩАЮЩЕЙ СИЛЫ

175. Возмущающие действия ортогональной составляющей. Для определенности и краткости изложения предположим, что возмущаемое тело — Луна, двигающаяся вокруг Земли. Возмущения, возникающие от возмущающего действия Солнца, очень велики и представляют много особенностей исключительного интереса. Кроме того, это случай, который рассматривал Ньютон по существу такими же методами, как и те, которые мы будем применять здесь ²⁾. Мы рассмотрим здесь характер возмущений, возникающих от одних положительных составляющих; отрицательные составляющие изменяют элементы в обратную сторону.

¹⁾ Такая терминология введена Дж. Гершелем в «Очерках астрономии».

²⁾ «Начала» кн. I, отд. 11 и книга III, предложения XXII — XXXV.

Очевидно, что ортогональная составляющая не изменяет a, e, T и ω , если ω считается от неподвижной линии в плоскости орбиты. Но обычно ω считается от восходящего узла орбиты, поэтому если отрицательную скорость возрастания долготы узла $\dot{\Omega}$ умножить на $\cos i$, то результат даст скорость возрастания ω вследствие изменения начала, от которого оно отсчитывается. Следовательно, при рассмотрении возмущений, вызываемых ортогональной составляющей, достаточно рассмотреть изменения в $\dot{\Omega}$ и i .

Пусть AB (рис. 45) лежит в плоскости эклиптики, P_0Q_0 — в плоскости невозмущенной орбиты; обозначим через $\dot{\Omega}_0$ и i_0 соответствующие узел и наклонность. Предположим, что когда Луна находится в P_0 ,

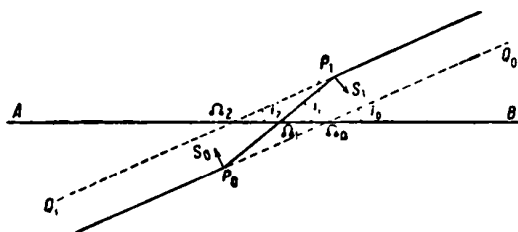


Рис. 45.

происходит мгновенный импульс P_0S_0 ; тогда она будет двигаться по направлению P_0P_1 и новые узел и наклонность будут $\dot{\Omega}_1$ и i_1 . Сразу очевидно, что $i_1 > i_0$ и $\dot{\Omega}_1 < \dot{\Omega}_0$. Предположим, что когда Луна приходит в P_1 , имеет место новый мгновенный импульс P_1S_1 . Обозначим новый

узел и наклонность через $\dot{\Omega}_2$ и i_2 , и очевидно, что $i_2 < i_1$ и $\dot{\Omega}_2 < \dot{\Omega}_1$. Если $P_0\dot{\Omega}_1 = \dot{\Omega}_1P_1$, $P_0S_0 = P_1S_1$ и скорость Луны в P_0 равняется скорости в P_1 , то $i_0 = i_2$. Общий результат — обратное движение узла и неизменная наклонность.

Из соответствующего рисунка для нисходящего узла видно, что отрицательное S перед прохождением через узел и симметрично противоположное положительное S после прохождения через узел дадут такие же результаты, как были найдены у восходящего узла. Поэтому положительное S заставляет узлы двигаться вперед, если Луна находится в первом или втором квадранте, и назад, если она находится в третьем или четвертом квадранте; положительное S увеличивает наклонность, если Луна находится в первом или четвертом квадранте, и уменьшает, если она — во втором или третьем квадранте.

Заметим следующие количественные результаты: скорость изменения как $\dot{\Omega}$, так и i пропорциональна S . Скорость изменения $\dot{\Omega}$ тем больше, чем меньше i ; для $i=0$, очевидно, $\dot{\Omega}$ не определен, но в этом случае в задачах, подобных теории Луны, S исчезает. Для данного i скорость изменения $\dot{\Omega}$ тем больше, чем ближе точка, в которой происходит возмущение, к полпути между двумя узлами. Скорость, с которой изменяется i , тем больше, чем ближе к узлу точка, в которой происходит возмущение.

176. Действия тангенциальной составляющей на большую ось. Вместо того чтобы вывести все заключения непосредственно из геометрических построений, используем некоторые из простых уравнений, найденные в главе V. При желании теоремы, содержащиеся в этих уравнениях, можно вывести из геометрических рассуждений, как это было сделано Ньютоном в «Началах», но это потребовало бы значительного труда и не прибавило бы ничего к пониманию предмета.

Большая полуось определяется по начальному расстоянию и начальной скорости уравнением (1), т. е.

$$V^2 = k^2(E + m) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right).$$

В эллиптической орбите a положительно, следовательно, так как положительное T увеличивает V^2 и не меняет мгновенно r , то *положительное T увеличивает большую полуось, когда Луна находится в любой части своей орбиты*. Из этого уравнения также следует, что данное T сильнее изменяет a , когда V имеет наибольшее значение или когда Луна находится в перигее, и что скорость изменяется тем быстрее, чем больше a .

Зависимость a от T , выраженная через частные производные, дается уравнением:

$$\frac{da}{dT} = \frac{da}{dV} \frac{dV}{dT} = \frac{2a^2 V}{k^2(E + m)} \frac{dV}{dT}.$$

177. Действие тангенциальной составляющей на линию апсид. Тангенциальная составляющая увеличивает или уменьшает скорость, но не изменяет направления движения. Фокус E , конечно, не изменяется, r_1 остается постоянным, и, согласно результатам последнего параграфа, a увеличивается. Так как $r_2 = 2a - r_1$ в то время, как направление r_2 остается неизменным, то фокус E_1 передвигается вперед к E_1' (рис. 46). Линия апсид вращается вперед от AB к $A'B'$. Поэтому нетрудно видеть, что *положительная тангенциальная составляющая заставляет линию апсид вращаться вперед в течение первой половины обращения и назад в течение второй половины обращения*.

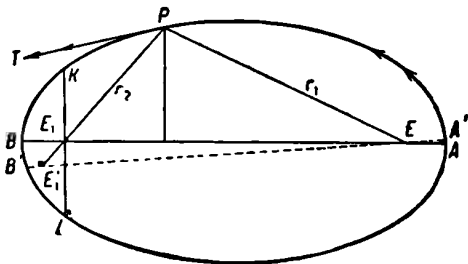


Рис. 46.

Мгновенные действия одинаковы для точек, симметричных относительно большой оси. Когда Луна находится в K или L , то все смещение второго фокуса перпендикулярно к линии апсид, и в этих точках скорость вращения апсид максимальная для данного изменения большой оси. Но большая ось изменяется сильнее всего, когда Луна находится в перигее; поэтому место, где линия апсид вращается наиболее быстро, находится вблизи K и L и между этими точками и перигеем. Скорость вращения линии апсид обращается в нуль, когда Луна находится в перигее или апогее. Надо помнить, что вся задача усложнена тем, что величина T зависит от расстояний как Солнца, так и Луны и эти расстояния непрерывно изменяются.

178. Действия тангенциальной составляющей на эксцентриситет. Эксцентриситет дается формулой $e = \frac{EE_1}{2a}$ (рис. 46). Когда Луна находится в перигее, то EE_1 и $2a$ увеличиваются на одну и ту же величину. Так как EE_1 меньше, чем $2a$, то эксцентриситет в этой точке увеличи-

вается. Когда Луна находится в апогее, тогда $2a$ увеличивается, в то время как EE_1 настолько же уменьшается, поэтому эксцентриситет уменьшается. Следовательно, существует место между перигеем и апогеем, где эксцентриситет не изменяется; нетрудно показать, что это место находится у конца малой оси. Пусть $2\Delta a$ обозначает мгновенное увеличение $2a$, когда Луна находится в C или D (рис. 47). Тогда r , увеличивается на $2\Delta a$ и EE_1 — на ΔE . Если θ есть угол CE_1E , то

$\cos \theta = \frac{EE_1}{2a} = \frac{2ae}{2a} = e$, и, кроме того, $\Delta E = 2\Delta a \cos \theta = 2e\Delta a$. Поэтому

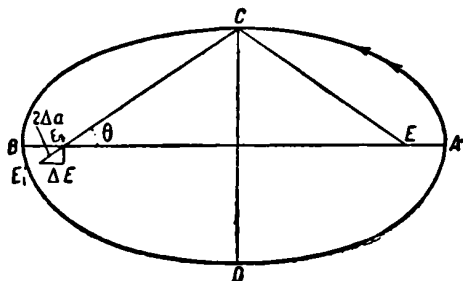


Рис. 47.

$$e' = \frac{EE_1 + \Delta E}{2a + 2\Delta a} = \frac{2ae + e\Delta a}{2a + 2\Delta a} = e,$$

т. е. эксцентриситет не изменяется тангенциальной составляющей, если Луна находится на конце малой оси орбиты.

Изменение во времени прохождения через перигелий зависит

от изменения в периоде и направлении большой оси, так же, как от прямых возмущений долготы в орбите. Так как период зависит от одной большой оси, изменения которой были рассмотрены, то этим даны основы для исследования изменений времени прохождения через перигелий, за исключением того, когда они являются прямыми возмущениями в долготу. Дальше мы этого вопроса касаться не будем, потому что для такого исследования геометрические методы недостаточно подходящи и потому что время прохождения через перигелий для настоящего исследования является элементом, представляющим мало интереса.

179. Действия нормальной составляющей на большую ось. Из уравнения (1) следует, что большая ось зависит от скорости в данной точке, а не от направления движения.

Так как нормальная составляющая действует по перпендикуляру к касательной, то она не меняет мгновенной скорости и поэтому оставляет большую ось неизменной.

180. Действия нормальной составляющей на линию апсид. Рассмотрим действие мгновенной нормальной составляющей, когда Луна находится в P (рис. 48). Пусть PT изображает касательную к орбите. Действием нормальной составляющей она изменяется в PT' . Так как радиусы к двум фокусам образуют равные углы с касательной, то радиус r_2 изменится в r_2' ; и так как нормальная составляющая не влияет на длину большой оси, то r_2 и r_2' будут равной длины. Следовательно, если Луна находится в области LAK , то положительная нормальная составляющая будет вращать линию апсид вперед, а если она находится в области KBL , то назад. В точках K и L нормальная составляющая не изменяет направления линии апсид.

В практических вычислениях возмущений Луны важно определить относительные действия данной нормальной силы на изменение линии

апсид, когда Луна находится в двух положениях A и B . Если Луна находится в одной из этих двух точек, то второй фокус E_1 смещается вдоль линии KL . Сила изменяет направление движения тела обратно пропорционально скорости, с которой оно движется; но по закону площадей скорости A и B обратно пропорциональны их расстояниям от E . Пусть E_A и E_B обозначают действие данной силы в изменении направления движения соответственно в A и B , и пусть V_A и V_B обозначают скорости в тех же точках. Тогда

$$\begin{aligned} E_A : E_B &= V_B : V_A = \\ &= a(1-e) : a(1+e). \end{aligned}$$

Вращение линии апсид прямо пропорционально смещению E_1 вдоль линии KL . Смещение вдоль KL прямо пропорционально произведению длины радиусов от A и B до E_1 на углы, через которые они вращаются. Но углы пропорциональны E_A и E_B , а длина радиусов E_1 пропорциональна $a(1+e)$ и $a(1-e)$. Поэтому, полагая, что R_A и R_B обозначают вращение линии апсид в этих двух точках, мы получим:

$$R_A : R_B = a(1+e) E_A : a(1-e) E_B = 1 : 1,$$

т. е. *равные мгновенные нормальные силы производят равные, но противоположно направленные вращения линии апсид, когда Луна находится в апогее или перигее.*

Предположим, что силы действуют непрерывно в пределах малых дуг. Так как линейные скорости обратно пропорциональны радиусам, то действие в изменении направления линии апсид постоянной силы, действующей на малой дуге в A , относится к таковому равной силы, действующей на равной дуге в B , как $a(1-e) : a(1+e)$. В действительности возмущающие силы не мгновенны, а действуют непрерывно; их величина зависит от положений тел. Следовательно, если нормальная составляющая в апогее не меньше, чем в перигее, то общее вращение линии апсид, вызываемое малой составляющей, имеющей всегда один и тот же знак, происходит в направлении вращения, когда Луна в апогее.

181. Действия нормальной составляющей на эксцентриситет. Если $2a$ — большая ось, то эксцентриситет дается формулой:

$$e = \frac{EE_1}{2a}.$$

После действия нормальной составляющей эксцентриситет становится равным:

$$e' = \frac{EE_1'}{2a},$$

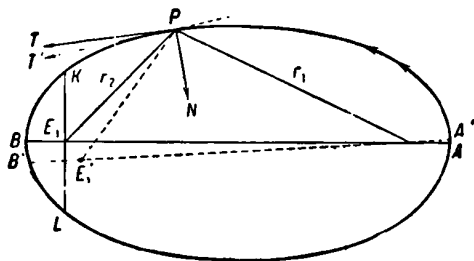


Рис. 48.

так как большая ось не изменяется. Из рис. 48 видно, что *положительная нормальная сила уменьшает эксцентриситет в течение первой половины обращения и увеличивает его в течение второй половины*, EE_1 меньше, чем E_1 , в первом случае и больше во втором. Мгновенное изменение в эксцентриситете исчезает, когда Луна находится в A или B .

Из рис. 48 следует, что данное изменение в направлении r_2 производит большее изменение в эксцентриситете, когда Луна находится во втором или третьем квадранте, чем когда она находится в соответствующей части первого или четвертого квадранта. Кроме того, Луна движется тем медленнее, чем она дальше от Земли, и поэтому данная нормальная составляющая более влияет на изменение направления движения, а следовательно, на r_2 , когда Луна ближе к апогею, чем к перигею. Поэтому *данная нормальная составляющая вызывает большие изменения в эксцентриситете, если Луна вблизи апогея, чем если она вблизи перигея*.

182. Таблица результатов. Полученные результаты постоянно употребляются в дальнейших приложениях, и поэтому удобно собрать их в таблицу.

Составляющая	S	T	N
Узлы	Движение вперед в первом и втором квадрантах; движение назад в третьем и четвертом квадрантах	0	0
Наклонность	Увеличивается в первом и четвертом квадрантах; уменьшается во втором и третьем квадрантах	0	0
Большая ось	0	Всегда увеличивается	
Линия апсид	Никакого действия, если считать ω от неподвижной точки, а не от Ω	В интервале ABC вперед; в интервале BDA назад	В интервале LAK вперед; в интервале KBL назад
Эксцентриситет	0	В интервале DAC увеличивается; в интервале CBD уменьшается	В интервале ABC уменьшается; в интервале KDA увеличивается

Результаты даны лишь для положительных значений составляющих возмущающей силы; для отрицательных составляющих они в каждом случае противоположны. Напомним, что:

Ортогональная составляющая S положительна, когда она направлена к северному полюсу эклиптики.

Тангенциальная составляющая T положительна, когда она направлена в сторону движения.

Нормальная составляющая N положительна, когда она направлена внутрь эллипса.

183. Возмущающие действия сопротивляющейся среды. Простейшее возмущение эллиптического движения возникает от сопротивляющейся среды. В этом случае единственной возмущающей силой является отрица-

тельная тангенциальная составляющая, имеющая одно и то же значение в точках, симметрично расположенных по отношению к большой оси. Поэтому из таблицы видно, что 1) Ω и i не изменяются, 2) a непрерывно уменьшается, 3) линия апсид подвергается периодическим изменениям, вращаясь назад в течение первой половины обращения и настолько же вперед в течение второй половины, 4) эксцентриситет уменьшается,

когда тело движется в интервале DAC , и увеличивается в продолжение остального обращения. Для движения тела по дуге CBD требуется больше времени, чем по дуге DAC ; но, с другой стороны, если сопротивление зависит от высших степеней скорости, что, как показывает опыт, имеет место для больших скоростей, то изменение значительно больше в перигее, чем в апогее, и все действие в течение обращения заключается в уменьшении эксцентриситета. Применение этих результатов к кометам, планетам или спутникам, испытывающим сопротивление метеоритного вещества или, возможно, эфира, очевидно.

184. Возмущения, возникающие от сплюснутости центрального тела. Рассмотрим случай обращения спутника вокруг

сплюснутой планеты в плоскости ее экватора. В уравнениях (30) § 78 было показано, что притяжение при таких обстоятельствах всегда больше притяжения концентрического шара равной массы, но что оба притяжения приближаются к равенству по мере удаления спутника. Избыток притяжения сфероиды по сравнению с притяжением равной сферы рассмотрим как возмущающую силу, которая, как нетрудно видеть, действует по радиусу-вектору и всегда направлена в сторону планеты. Поэтому нормальная составляющая всегда положительна и имеет одинаковые значения в точках, симметрично расположенных

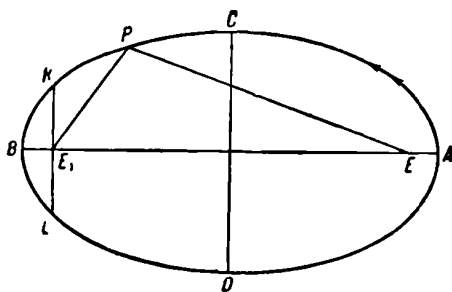


Рис. 49.

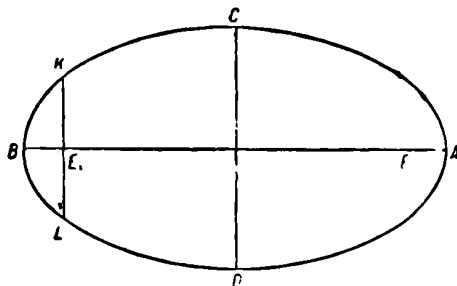


Рис. 50.

по отношению к большой оси. Если эксцентриситет орбиты невелик, то тангенциальная составляющая относительно мала, будучи отрицательной в интервале ACB и положительной в BDA .

а) *Влияние на период обращения.* Это влияние проще всего вывести для круговой орбиты. Притяжение постоянно и больше, чем оно было бы, если бы планета была шаром. Это равносильно увеличению k^2 , ускорения на единицу массы на единице расстояния, поэтому из уравнения

$$P = \frac{2\pi a^{\frac{3}{2}}}{k \sqrt{m_1 + m_2}}$$

видно, что для данной орбиты период будет короче и для данного периода расстояние больше, чем оно было бы, если бы планета была шаром.

б) *Влияние на элементы.* Обращаясь к таблице, видим, что 1) Ω и i не изменяются, 2) a в обращении уменьшается и увеличивается в равной мере, 3) линия апсид вращается вперед в течение немного больше чем половины обращения, и в это время возмущающая сила имеет наибольшее напряжение и 4) в течение всего обращения эксцентриситет изменяется одинаково в противоположных направлениях, т. е. Ω и i абсолютно не изменяются; a и e подвергаются периодическим изменениям, которые завершают свой период в обращении, и линия апсид колеблется, но в общем подвигается вперед.

Влияние тем больше, чем сильнее сплюснута планета и чем ближе спутник. Сплюснутость Земли так мала, что она оказывает очень малое влияние на вращение линии апсид Луны. Наиболее яркий пример возмущений этого рода в солнечной системе мы находим в орбите пятого спутника Юпитера. Эта планета настолько сплюснута и орбита спутника так мала, что его линия апсид продвигается приблизительно на 900° в год.

ЗАДАЧИ

1. Тело, не подверженное влиянию никаких сил, движется по прямой линии с постоянной скоростью. Элементы этой орбиты — постоянные, определяющие положение прямой, а именно скорость, направление движения по прямой и положение тела в момент T . Покажите, что они могут быть выражены через шесть независимых постоянных и что в задаче двух тел можно рассматривать одно тело всегда двигающимся относительно другого по прямой линии, положение которой постоянно меняется. Найдите выражения этих линейных элементов в функции времени для случая эллиптического движения.

2. Покажите из общих соображений, основанных на задаче 1, что методы вариации координат и вариации параметров по существу одинаковы, различаясь лишь переменными, употребляемыми для определения координат и скоростей тела.

3. Предположим, что Солнце движется в пространстве по линии L , ортогональной к плоскости Π . Возьмем Π за основную плоскость. Пусть точка, в которой планета P , проходит через плоскость Π в направлении движения Солнца, есть восходящий узел, и, начиная от этой точки, разделите орбиту на квадранты по отношению к Солнцу как к центру. Предположим, что эфир и рассеянное метеоритное вещество слегка замедляют Солнце и планеты, но пренебрежем замедлением, возникающим от движения планет по их орбитам вокруг Солнца.

а) Если сопротивление пропорционально массам соответствующих тел, то покажите, что узлы и наклонности их орбит не изменяются.

б) Пусть σ и R представляют плотность и радиус Солнца, а σ_i и R_i — соответствующие величины для планеты P_i . Тогда, если сопротивление пропорционально поверхностям соответствующих тел, покажите, что по отношению к плоскости Π наклонность и линия узлов подвергаются следующим изменениям.

1. Если $\sigma_i R_i < \sigma R$

Квадрант	1	2	3	4
Наклонность	Уменьшается	Увеличивается	Увеличивается	Уменьшается
Линия узлов движется	Назад	Назад	Вперед	Вперед

2. Если $\sigma_i R_i > \sigma R$

Квадрант	1	2	3	4
Наклонность	Увеличивается	Уменьшается	Уменьшается	Увеличивается
Линия узлов движется	Вперед	Вперед	Назад	Назад

с) Если бы орбиты были окружностями, то разные изменения в обоих случаях точно уравновешивали бы друг друга в целом обращении. Как должны лежать линии апсид в обоих случаях по отношению к линии узлов, чтобы для немногих обращений (1) наклонность уменьшалась быстрее всего и (2) чтобы линия узлов двигалась вперед быстрее всего?

д) Возможно ли сделать отношение изменений линии апсид к линии узлов таким, чтобы для немногих обращений наклонность уменьшалась и линия узлов двигалась вперед?

е) Если линия апсид остается неподвижной в плоскости орбиты, то может ли линия узлов вращаться бесконечно в одном направлении?

4. Предположим, что орбита кометы проходит вблизи орбиты Юпитера у одного из своих узлов; при каких условиях уменьшится наклонность орбиты кометы? Покажите, что если большая ось остается постоянной, в то время как наклонность уменьшается, то эксцентриситет увеличивается. (Пользуйтесь § 159).

5. Каково влияние постепенного накопления метеоритного вещества планетой на большую ось ее орбиты?

6. Рассмотрите два вязких тела, обращающихся вокруг их общего центра массы и вращающихся в том же направлении с периодами, меньшими их периода обращения. Они вызовут друг у друга приливы, которые будут отставать от вращения. Приливные выступы каждого тела создадут положительную тангенциальную и положительную нормальную составляющую на другое; эти составляющие тем больше, чем тела ближе друг к другу. Кроме того, вращение каждого тела замедлится действием другого на его выступы. Предположим, что тела вначале близки друг к другу и что их орбиты слегка эллиптические; проследите эволюцию всех элементов их орбит.

ТЕОРИЯ ЛУНЫ

185. Геометрическое рассмотрение возмущающих действий третьего тела. Задача возмущения третьим телом значительно труднее, чем задачи, рассмотренные в § 183 и 184, потому что возмущающая сила изменяется очень сложным образом.

Предположим, что S , E и m представляют собой три тела (рис. 51), и будем считать, что S возмущает движение m вокруг E . Рассмотрим два положения тела m , например m_1 и m_2 . Пусть вектор EN представляет по величине и направлению ускорение S на E . Порядок букв показывает направление вектора, представляющего силу, а величина вектора зависит от принятых единиц. В тех же самых единицах пусть mK представляют по направлению и величине ускорение S на m . Так как по закону тяготения силы обратно пропорциональны квадратам соответствующих расстояний, то вектор m_1K_1 больше, чем EN , потому

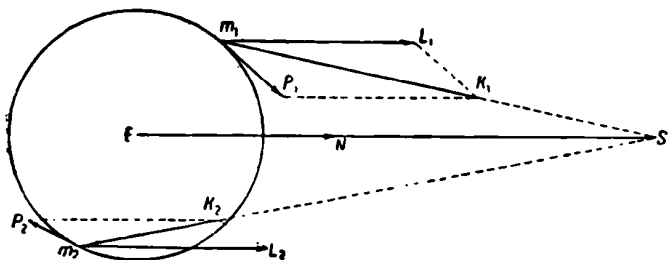


Рис. 51.

что m_1S меньше, чем ES и m_1K_1 меньше EN , потому что m_1S больше, чем ES .

Разложим теперь mK на две составляющих mL и mP так, чтобы mL была равна и параллельна EN . Так как mL и EN равны и параллельны, то эти составляющие не возмущают относительных положений E и m ¹⁾. Следовательно, возмущающее ускорение представляется вектором mP .

Из рис. 51 очевиден важный результат, а именно, что возмущающее ускорение всегда направлено к отрезку, соединяющему E и S , или к продолжению этого отрезка за точку E , если mS больше, чем ES . Подобные соображения, приложенные к материальным точкам, движущимся на поверхности Земли, показывают, почему приливы происходят как на стороне Земли обращенной к Луне, так и с противоположной стороны.

186. Аналитический вывод возмущающих влияний третьего тела. Возьмем систему прямоугольных осей с началом в центре Земли и с плоскостью xy , совпадающей с плоскостью эклиптики. Пусть в этой системе (x, y, z) и $(X, Y, 0)$ обозначают соответственно координаты Луны и Солнца (рис. 52). Обозначим расстояния Em , mS и ES соответственно через r , ρ и R , и пусть F_x , F_y и F_z обозначают составляющие возмуща-

¹⁾ Все рассуждения справедливы для общих положений тела m , так что под mK , например, надо подразумевать и m_1K_1 и m_2K_2 . Прим. ред.

ющего ускорения, параллельные осям x , y и z . Из уравнений (24) главы VII, § 1 9 следует, что в принятых обозначениях мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} F_x &= k^2 S \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\rho} - \frac{xX + yY}{R^3} \right] = k^2 S \left[-\frac{x}{\rho^3} + X \left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right) \right], \\ F_y &= k^2 S \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{\rho} - \frac{xX + yY}{R^3} \right] = k^2 S \left[-\frac{y}{\rho^3} + Y \left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right) \right], \\ F_z &= k^2 S \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\rho} - \frac{xX + yY}{R^3} \right] = k^2 S \left[-\frac{z}{\rho^3} + O \left(\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Для получения составляющих возмущающего ускорения в любом другом направлении достаточно спроектировать эти три составляющих на прямую, имеющую это направление, и образовать соответствующие суммы. Пусть F_r обозначает составляющую возмущающего ускорения в направлении радиуса-вектора r , и пусть F_θ — составляющая по линии, перпендикулярной k в плоскости движения m , а F_N — составляющая, перпендикулярная к F_r и к F_θ . Составляющую F_r будем считать положительной, когда она направлена от E ; составляющую F_θ будем считать положительной, когда она образует с направлением движения угол меньше чем 90° , и составляющую F_N будем считать положительной, когда она направлена в полушарие, содержащее положительный конец оси z . Выражение для F_r напишется в виде:

$$F_r = F_x \cos(xEm) + F_y \cos(yEm) + F_z \cos(zEm).$$

Выражение для F_θ можно получить отсюда, заменяя угол $\angle Em$ через $\angle Em + 90^\circ$, потому что r будет иметь направление касательной в m , после того как тело продвинется по своей орбите вперед на 90° . Выражение для F_N можно получить, проектируя сначала F_x и F_y на прямую в плоскости xu , перпендикулярную к $E\Omega$; затем проектируя этот результат на прямую, перпендикулярную к плоскости ΩFm , и проектируя F_z непосредственно на ту же самую прямую. Обозначим угол $\angle Em$ через u ; тогда при помощи сферической тригонометрии из рис. 52 найдем, что:

$$\left. \begin{aligned} F_r &= +F_x [\cos u \cos \angle \Omega - \sin u \sin \angle \Omega \cos i] + \\ &\quad + F_y [\cos u \sin \angle \Omega + \sin u \cos \angle \Omega \cos i] + F_z \sin u \sin i, \\ F_\theta &= +F_x [-\sin u \cos \angle \Omega - \cos u \sin \angle \Omega \cos i] + \\ &\quad + F_y [-\sin u \sin \angle \Omega + \cos u \cos \angle \Omega \cos i] + F_z \cos u \sin i, \\ F_N &= +F_x \sin \angle \Omega \sin i - F_y \cos \angle \Omega \sin i + F_z \cos i. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

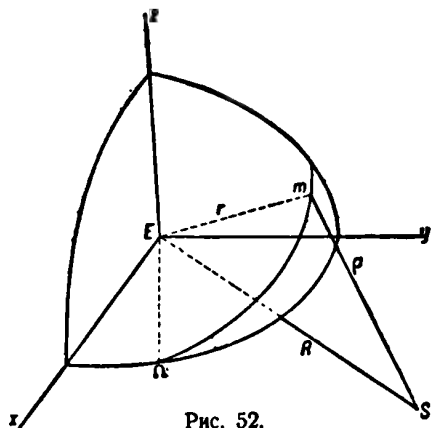


Рис. 52.

Обозначим угол $\angle ES$ через U , так как Солнце движется в плоскости xu :

$$\left. \begin{aligned} x &= r [\cos u \cos \varnothing - \sin u \sin \varnothing \cos i], \\ y &= r [\cos u \sin \varnothing + \sin u \cos \varnothing \cos i], \\ z &= r \sin u \sin i, \\ X &= R [\cos U \cos \varnothing - \sin U \sin \varnothing], \\ Y &= R [\cos U \sin \varnothing + \sin U \cos \varnothing], \\ Z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Подставляя в (5) выражения для F_x , F_y и F_z и пользуясь формулами (6), найдем после приведения:

$$\left. \begin{aligned} F_r &= k^2 S \left\{ -\frac{r}{\rho^3} + R [\cos U \cos u + \sin U \sin u \cos i] \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}, \\ F_v &= k^2 S \left\{ 0 + R [-\cos U \sin u + \sin U \cos u \cos i] \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}, \\ F_N &= k^2 S \left\{ 0 - R \sin U \sin i \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для полного понимания задачи важно выяснить геометрический смысл уравнений (7). Рассмотрим систему осей с началом в E , одна ось которой направлена к m , другая — под прямым углом к ней и на 90° вперед в плоскости орбиты тела m , а третья — перпендикулярно к двум другим. Тогда из рисунка следует, что коэффициенты при $k^2 SR \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right]$ в (7) соответственно являются косинусами углов между этими осями и прямой ES . Поэ тому F_v исчезает, если линия, проведенная через E параллельно перпендикуляру к радиусу, также перпендикулярна к ES , и F_N исчезает, если m находится в плоскости орбиты тела S . Они также исчезают, если $r = \rho$, и в этом случае F_r становится равным просто $-\frac{k^2 S}{r^2}$.

Обозначим угол между r и R через ϕ , тогда:

$$\left. \begin{aligned} F_r &= k^2 S \left\{ -\frac{r}{\rho^3} + R \cos \phi \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}, \\ \rho^2 &= R^2 + r^2 - 2Rr \cos \phi, \\ \frac{1}{\rho^3} &= \frac{1}{R^3} \left[1 - \frac{2r}{R} \cos \phi + \frac{r^2}{R^2} \right]^{-\frac{3}{2}} = \frac{1}{R^3} \left[1 + 3 \frac{r}{R} \cos \phi \dots \right]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Поэтому выражение для F_r принимает вид:

$$F_r = \frac{k^2 S}{2R^2} \left\{ \frac{r}{R} [1 + 3 \cos 2\phi] + \dots \right\}. \quad (9)$$

Следовательно, если отбросить члены высшего порядка, то F_r исчезает, когда:

$$1 + 3 \cos \phi = 0, \quad (10)$$

откуда

$$\phi = 54^\circ 44', \quad 125^\circ 16', \quad 234^\circ 44', \quad 305^\circ 16'.$$

Теперь рассмотрим задачу нахождения тангенциальных и нормальных составляющих возмущающего ускорения. Пусть P обозначает произвольную точку орбиты (рис. 53), PT —касательную к P , а PN —перпендикуляр к ней. Из элементарных свойств эллипса следует, что PN делит пополам угол между r_1 и r_2 . Тогда тангенциальные и нормальные составляющие возмущающего ускорения выражаются через F_r и F_θ при помощи формул:

$$\left. \begin{aligned} T &= +F_r \sin \theta + F_\theta \cos \theta, \\ N &= -F_r \cos \theta + F_\theta \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Чтобы получить окончательные выражения для T и N , нужно выразить $\sin \theta$ и $\cos \theta$ через v . Из геометрических свойств эллипса и из треугольника EPE_1 следует, что:

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos v}, \\ r_1 + r_2 &= 2a, \\ r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos 2\theta &= 4a^2 e^2. \end{aligned}$$

Если из этих уравнений исключить r_1 и r_2 , то получим:

$$\sin \theta = \frac{e \sin v}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}}, \quad \cos \theta = \frac{1+e \cos v}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}}.$$

Поэтому

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{e \sin v}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} F_r + \frac{(1+e \cos v)}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} F_\theta, \\ N &= \frac{-(1+e \cos v)}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} F_r + \frac{e \sin v}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} F_\theta. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

При помощи формул (7) и соотношения $u = \omega + v$ окончательные выражения для тангенциальной и нормальной составляющей возмущающего ускорения можно написать в виде:

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{k^2 S}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} \left\{ -e \sin v \frac{r}{\rho^3} + [-\cos U (\sin u + e \sin \omega) + \right. \\ &\quad \left. + \sin U \cos i (\cos u + e \cos \omega)] R \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}, \\ N &= \frac{k^2 S}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} \left\{ + \frac{r}{\rho^3} - [\cos U (\cos u + e \cos \omega) + \right. \\ &\quad \left. + \sin U \cos i (\sin u + e \sin \omega)] R \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

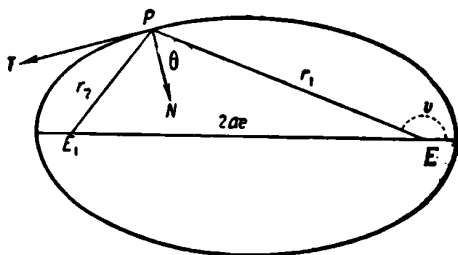


Рис. 53.

187. Возмущения узла. Из определения видно, что ортогональная составляющая S тождественна с F_N ; поэтому по последнему уравнению (7):

$$\text{Ортогональная составляющая} = S = -k^2 SR \sin U \sin i \left[\frac{1}{r^3} - \frac{1}{R^3} \right]. \quad (14)$$

Знак правой части зависит от знаков $\sin U$ и $\left[\frac{1}{r^3} - \frac{1}{R^3} \right]$, которые могут быть как положительными, так и отрицательными. Для определения знака, который покажет, происходит ли движение линии узлов вперед или назад, разложим последний множитель уравнения (14). При помощи последней формулы (8) находим:

$$\begin{aligned} S &= -\frac{3k^2 Sr}{R^3} \sin U \sin i \cos \phi + \dots = \\ &= -\frac{3k^2 Sr}{R^3} \sin U \sin i [\cos U \cos u + \sin U \sin u \cos i] + \dots, \end{aligned} \quad (15)$$

где S в правой части обозначает массу Солнца.

Угловая скорость Солнца в его орбите мала сравнительно со скоростью Луны; поэтому, предположим для простоты, что Солнце не движется, в то время как Луна делает один оборот. Так как периоды Луны и Солнца не имеют простого отношения, то значения $\sin U$ и $\cos U$ за большой промежуток так же часто увеличиваются, как и уменьшаются, и поэтому это предположение не вызовет значительной ошибки.

Предположим, что S разбито на сумму двух частей S_1 и S_2 , так что

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= -\frac{3k^2 Sr}{R^3} \sin i \sin U \cos U \cos u, \\ S_2 &= -\frac{3k^2 Sr}{R^3} \sin i \cos i \sin^2 U \sin u. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Чтобы достичь высшей степени простоты, предположим еще, что орбита Луны — круг, так что r постоянно и $u = nt$. Предположим, что U имеет определенное значение, и рассмотрим действия S_1 в продолжение обращения Луны, начавшей двигаться из восходящего узла. Из таблицы § 182 следует, что действия S_1 в первом и втором квадрантах равны и противоположны, потому что $\cos u$ имеет равные числовые значения и противоположные знаки в двух квадрантах. То же самое — в третьем и четвертом квадрантах. Поэтому S_1 производит лишь периодические возмущения в линии узлов.

Теперь рассмотрим действия S_2 . В первую половину обращения, начиная от узла, S_2 отрицательно, потому что $\sin u$ положителен и все другие множители положительны. Во второй половине обращения S_2 положительно, потому что $\sin u$ отрицателен. Поэтому из таблицы § 182 следует, что S_2 вызывает непрерывное, но неправильное обратное движение (за исключением, когда оно временно равно нулю) линии узлов. Полное движение линии узлов складывается из периодических колебаний, происходящих вследствие S_1 , и из периодических и непрерывных изменений, вызванных S_2 .

Период обращения линии лунных узлов около 19 лет. Так как затмения Солнца и Луны могут происходить только в том случае, если Солнце находится вблизи узла лунной орбиты, то момент затмения с каждым годом наступает все раньше и раньше, завершая цикл приблизительно в 19 лет.

188. Возмущения наклонности. Выражение для ортогональной составляющей дано уравнением (15), которое может быть разложено на две части S_1 и S_2 . Из таблицы § 182 следует, что положительное S увеличивает наклонность в первом и четвертом квадрантах и уменьшает ее во втором и третьем квадрантах.

Рассмотрим действие S_1 . Если $\sin U \cos U$ положительно, то в каждом квадранте наклонность уменьшается. Но этот случай может быть сопоставлен с тем, когда $\sin U \cos U$ отрицательно и имеет равное числовое значение. Так как таким образом могут быть сопоставлены все возможные положения, то S_1 производит лишь периодические изменения в наклонности.

Случай с S_2 еще проще, чем с S_1 . Так как u положительно в первых двух квадрантах, то действие во втором квадранте аннулирует таковое в первом. Подобным образом действия в третьем и четвертом квадрантах взаимно уничтожают друг друга. *Поэтому наклонность подвергается лишь периодическим изменениям.*

В этом рассмотрении не были приняты во внимание некоторые обстоятельства. Не учтены эксцентриситеты орбит Луны и Земли. Если их включить, то члены не уничтожают вполне один другого, как мы только что описали. Кроме того, каждое возмущение рассматривалось независимо от всех других. Например, если узел меняется, то влияния на наклонность отличаются от тех, какими они были бы в противном случае, и обратно. Ясно, что для получения точных числовых результатов нужен очень тонкий анализ. Но это не значит, что простые геометрические и физические соображения не имеют огромной важности, в особенности при первом проникновении в неисследованные области.

189. Прецессия равноденствий. Нутация. Предположим, что вписанный в земной сфероид шар удален и оставлено только экваториальное кольцо. Каждую точку в этом кольце можно рассматривать как малый спутник; тогда из принципов, объясненных в § 185 и 186, притяжения Луны и Солнца произведут на них возмущающие ускорения, которые будут иметь стремление сдвинуть их по отношению к сферическому ядру. Но кольца прикреплены к твердой Земле так, что она принимает участие во всяком возмущении, которому они подвергаются. Так как их общая масса очень мала по сравнению с массой сферического тела внутри кольца и так как возмущающие силы очень малы, то изменения в движении Земли будут происходить очень медленно.

Из результатов последнего параграфа следует, что узлы орбиты каждой точки будут иметь стремление вернуться обратно в плоскость возмущающего тела. Углом между плоскостью лунной орбиты и плоскостью эклиптики можно временно пренебречь, так как он мал сравнительно с наклонностью земного экватора. Это стремление сообщается всей Земле, так что плоскость земного экватора вращается в обратном направлении относительно плоскости эклиптики. С другой стороны, из симметрии фигуры по отношению к узлам орбит точек экваториального кольца следует, что нет изменения в наклонности плоскости экватора к плоскости эклип-

тики или лунной орбиты. Движущаяся масса так велика и действующие силы так малы, что это обратное движение, называемое *прецессией равноденствия*, составляет лишь приблизительно $50'',2$ ежегодно, или плоскость земного экватора совершает оборот приблизительно в 26 000 лет.

Сравнительно с Солнцем Луна очень близка к Земле, и ортогональная составляющая, возникающая от ее притяжения, больше происходящей от притяжения Солнца. Поэтому главное обратное движение происходит у лунной орбиты, которая наклонена к эклиптике приблизительно на $5^\circ 9'$. Так как линия лунных узлов совершает оборот приблизительно в 19 лет, то плоскость, по отношению к которой экватор движется назад, совершает оборот в то же время. Это производит слабое колебание в движении полюса экватора вокруг полюса эклиптики, называемое *кутацией*.

Числовое согласие между теорией и наблюдением скорости прецессии доказывает, что экваториальная выпуклость прочно связана с остальной частью Земли. Если бы Земля состояла из сравнительно тонкой твердой коры, плавающей на жидком ядре, как это прежде предполагалось,

то она, вероятно, несколько скользила бы по этому ядру и дала бы более быструю прецессию.

190. Разложение возмущающего ускорения в плоскости движения. Из таблицы § 182 следует, что ортогональная составляющая не производит возмущений в большой оси, долготе перигея и эксцентриситете, кроме косвенного, когда она сдвигает линию узлов, от которой считается долгота перигея. Следовательно, понятие о том, каким образом возмущаются эти элементы, можно получить даже предполагая, что наклон-

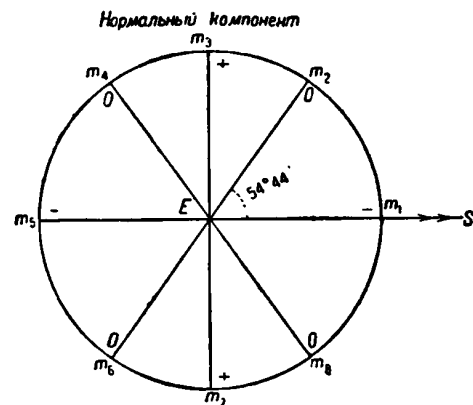


Рис. 54.

ность равна нулю. Но надо помнить, что результаты, полученные при этих ограничениях, не строгие, потому что T и N зависят от наклона. Но приближение полностью оправдывается, потому что оно дает большие упрощения, которые помогают разобраться в этом вопросе.

Полагая $i=0$, мы напомним уравнения (13) в виде:

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{k^2 S}{\sqrt{1 + e^2 + 2e \cos v}} \left\{ -e \sin v \frac{r}{\rho^3} - \right. \\ &\quad \left. - R [\sin (u - U) + e \sin (\omega - U)] \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}, \\ N &= \frac{k^2 S}{\sqrt{1 + e^2 + 2e \cos v}} \left\{ -\frac{r}{\rho^3} - \right. \\ &\quad \left. - R [\cos (u - U) + e \cos (\omega - U)] \left[\frac{1}{\rho^3} - \frac{1}{R^3} \right] \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Если i равняется нулю, то $\psi = u - U$, и при помощи последнего уравнения (8) мы находим:

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{k^2 S}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} \left\{ -e \sin v \frac{r}{R^3} - \right. \\ &\quad \left. - 3e \frac{r}{R^3} \sin(\omega - U) \cos(u - U) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{2} \frac{r}{R^3} \sin 2(u - U) + \dots \right\}, \\ N &= \frac{k^2 S}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} \left\{ -3e \frac{r}{R^3} \cos(\omega - U) \cos(u - U) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \frac{r}{R^3} [1 - 3 \cos 2(u - U)] + \dots \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

В лунной орбите e приблизительно равно $1/20$, и, следовательно, отбрасывая такие члены, в которых e входит множителем, мы получим

хорошее представление о числовых значениях T и N и обстоятельствах, при которых они меняют знак. Если эти члены отброшены, то находим, что T исчезает при $u - U = 0, \frac{\pi}{2}, \pi$ и $\frac{3\pi}{2}$;

оно отрицательно в первом и третьем квадрантах и положительно во втором и четвертом квадрантах. В том же случае N исчезает при $54^\circ 44'$, $125^\circ 16'$, $234^\circ 44'$ и $305^\circ 16'$; оно отрицательно от $-54^\circ 44'$ до $+54^\circ 44'$ и от $125^\circ 16'$ до $234^\circ 44'$ и положительно от $54^\circ 44'$ до $125^\circ 16'$ и от $234^\circ 44'$ до $305^\circ 16'$. Если сохранить члены, зависящие от e , и выше члены в разложении r^{-3} ,

то точки, где T и N исчезают, обычно слегка отличаются от найденных, но эти различия не имеют большого значения при качественном рассмотрении, цель которого — просто выявить общие характеристики результатов.

Знаки T и N для Луны в различных частях ее орбиты показаны на рис. 54 и 55.

191. Возмущения большой оси. Если бы перигей был в m_1 или m_3 , то тангенциальная составляющая, которая одна изменяет a , была бы равна и противоположна по знаку в точках, симметрично расположенных по отношению к большой оси. В этом случае в конце полного обращения a не изменилось бы. Но это имеет место лишь мгновенно, потому что возмущающее тело S движется по своей орбите; однако после

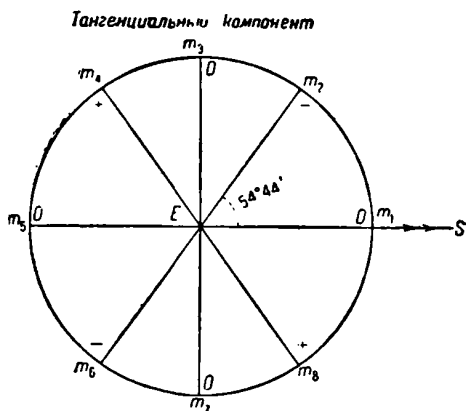


Рис. 55.

очень большого числа обращений, в случае если периоды несоизмеримы, возмущающее влияние окажут равное число равных положительных и отрицательных тангенциальных составляющих. В результате за долгий промежуток времени a не меняется, хотя оно подвергается периодическим изменениям.

192. Возмущение периода. Нормальная составляющая не только отрицательна в течение больше чем половины обращения, но ее отрицательные значения численно больше, чем положительные. Если пренебречь членами, содержащими e , то из второго уравнения (18) видно, что наибольшее отрицательное значение N в 2 раза превышает наибольшее положительное числовое значение. Это эквивалентно уменьшению в среднем притяжения E на m , т. е. уменьшению k^2 ускорения на единицу расстояния.

Соотношение между периодом, k и большой осью (§ 89) дается формулой:

$$P = \frac{2\pi a^{\frac{3}{2}}}{k \sqrt{E + m}}.$$

Поэтому для данного расстояния P увеличивается, если k уменьшается. Таким образом возмущающее действие Солнца на орбиту Луны увеличивает длину месяца больше чем на 1 час [сравни § 184, а)].

193. Годичное уравнение. Так как орбита Земли — эллипс, то расстояние Солнца подвергается значительным изменениям. Чем дальше Солнце от Земли, тем слабее его возмущающие действия и в особенности его влияние на удлинение месяца, рассмотренное в предыдущем параграфе. Поэтому, если Земля движется от перигелия к афелию, то возмущение, *увеличивающее* длину месяца, становится все меньше и меньше, т. е. длина месяца становится короче или угловое движение Луны ускоряется. Когда Земля движется от афелия к перигелию, движение Луны на обратных основаниях замедляется. Это *годичное уравнение*, составляющее немного больше $11'$, было открыто из наблюдений Тихо Браге около 1590 г.

194. Вековое ускорение среднего движения Луны. В начале XVIII столетия Галлей нашел из сравнения древних и современных затмений, что среднее движение Луны постепенно увеличивается. Почти 100 лет спустя (1787 г.) Лаплас дал объяснение этому, показав, что причина заключается в постепенном уменьшении эксцентриситета земной орбиты, которое происходило в течение многих тысячелетий вследствие возмущений других планет и которое будет продолжаться долгое время, прежде чем эксцентриситет начнет увеличиваться.

Одно из действий изменения эксцентриситета земной орбиты состоит в изменении средней возмущающей силы Солнца на орбиту Луны. Теперь покажем, что если эксцентриситет уменьшается, то в среднем возмущающая сила также уменьшается.

Действие на лунный период относится почти всецело к нормальной составляющей, потому что она одна действует по радиусу орбиты, и поэтому в этом рассмотрении соображение, касающееся тангенциальной составляющей, можно опустить. Среднее значение N в течение одного

обращения Луны, так как R и U — постоянная и ϵ положено равным нулю, находится из второго уравнения (18):

$$\text{Среднее } N = -\frac{1}{2} k^2 S \frac{r}{R^3} \frac{n}{2\pi} \int_0^{2\pi} [1 - 3 \cos 2(nt - U)] dt = -\frac{1}{2} k^2 S \frac{r}{R^3}, \quad (19)$$

т. е. нормальная составляющая возмущающего ускорения в среднем почти пропорциональна радиусу лунной орбиты и обратно пропорциональна третьей степени радиуса земной орбиты. Но если земная орбита эксцентрична, то результат за весь год зависит от эксцентриситета. Если найден характер зависимости среднего N от эксцентриситета земной орбиты, то можно определить влияния увеличения или уменьшения этого эксцентриситета.

Обозначим среднее N за целый год через $\bar{N}$. Тогда из (19) следует, что

$$\bar{N} = -\frac{k^2 S r}{2P} \int_0^P \frac{dt}{R^3}, \quad (20)$$

где P есть период обращения Земли. По закону площадей следует, что $h dt = R^2 d\theta$; отсюда уравнение (20) принимает вид:

$$\bar{N} = \frac{1}{2} \frac{k^2 S r}{Ph} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R} = -\frac{1}{2} \frac{k \cdot S r}{Ph} \int_0^{2\pi} \frac{1 + e' \cos \theta}{a'(1 - e'^2)} d\theta = \frac{-k^2 S r \pi}{Ph a'(1 - e'^2)},$$

где a' и e' — большая полуось и эксцентриситет солнечной орбиты. Но из формул задачи о двух телах следует, что

$$h = k \sqrt{(1+m) a' (1 - e'^2)}, \quad P = \frac{2\pi a'^3}{k \sqrt{1+m}}.$$

Поэтому выражение для $\bar{N}$ принимает вид:

$$\bar{N} = \frac{-k^2 S r}{2a'^3 (1 - e'^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Если e' уменьшается, то $\bar{N}$ по числовой величине уменьшается; поэтому, если эксцентриситет земной орбиты уменьшается, то влияние Солнца на уменьшение притяжения Луны Землей постепенно уменьшается, и среднее движение Луны соответственно увеличивается. Изменения так малы, что деформация орбиты почти не заметна, но в течение многих веков долгота Луны заметно увеличивается. Теоретическая величина ускорения около $6''$ в столетие. Величина, полученная из рассмотрения затмений, варьирует от 8 до $12''$. Предполагают, что приливное замедление, удлиняющее сутки, вызывает это расхождение, но, повидимому, этот вопрос остается не вполне решенным.

Очень долгие периодические изменения в эксцентриситете земной орбиты, влияния которых на движение Луны только что были рассмотрены, происходят от возмущений со стороны других планет. Хотя массы этих планет так малы и они настолько удалены, что их непосредственные возмущения лунного движения почти нечувствительны, все же они вызывают и другие важные изменения косвенно через возмущения земной орбиты. Этот пример косвенного действия иллюстрирует большую сложность проблемы движения тел солнечной системы и показывает, что для вывода удовлетворительных числовых результатов должны быть применены самые утонченные методы.

195. Вариация. Имеется другое важное возмущение в движении Луны, которое не зависит от эксцентриситета ее орбиты. Оно было открыто Тихо Браге из наблюдений около 1590 г. Ньютон объяснил в *Началах* его причину прямым и изящным методом, который вызвал восхищение Лапласа.

Это возмущение можно объяснить, предположив, что невозмущенное движение Луны происходит по кругу. Как было показано, нормальная составляющая возмущающего ускорения Солнца отрицательна в интервалах m_3, m_1, m_2 и m_4, m_5, m_6 (рис. 56) с максимальными значениями в m_1 и m_3 . Предположим, что возмущенное движение в m_1 происходит по кругу,

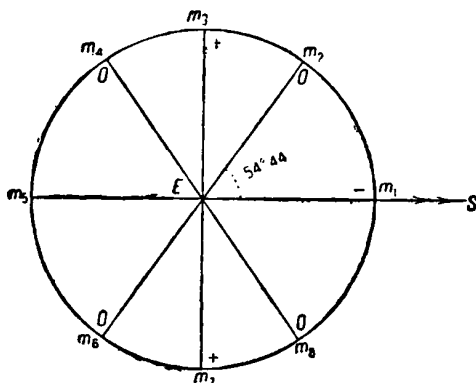


Рис. 56.

т. е. что ускорение вследствие притяжения Земли точно уравновешивает центробежное ускорение. В этой точке нет тангенциальной составляющей, но есть большая отрицательная нормальная составляющая. В результате сила, направленная к E , уменьшается, и орбита в этой точке менее изогнута, чем круг. Поэтому Луна удалится на большее расстояние от Земли в квадратуре, чем при движении по круговой орбите. В точке m_3 тангенциальная составляющая равна нулю, сила, направленная к E , увеличена, и кривизна больше, чем в окружности. Условия непрерывно меняются от m_1 до m_3 в промежутке m_1, m_3 . Соответствующие изменения в остальной части орбиты очевидны. Весь результат таков, что орбита удлинена в направлении, перпендикулярном к линии, проведенной от Земли к Солнцу. Если принять, что Солнце столь далеко, что его возмущающие действия в интервале m_3, m_5, m_7 равны действиям в интервале m_1, m_3, m_5 , то орбита при подходящих начальных условиях симметрична по отношению к E как к центру и близко напоминает по форме эллипс. Это изменение формы орбиты и добавочные изменения в скорости, с которой радиус-вектор описывает площади, дают начало неравенству в долготе между средним и истинным положением Луны, которое доходит по временам до $39'30''$ и называется *вариацией*.

Вариация имеет интересную и важную связь с современными методами в теории Луны, основание которым было положено Гиллом в его знаменитых мемуарах в первом томе «American Journal of Mathematics» и в «Acta Mathematica», т. VIII. Полное изложение этого метода дано в «Lunar Theory» Броуна в главе: *Метод с прямоугольными координатами*. Гилл пренебрег солнечным параллаксом, т. е. он принял, что в точках, находящихся в соединении и противостоянии с Солнцем, возмущающая сила равна. Вместо того чтобы взять за первое приближение эллипс, он взял за промежуточную орбиту *вариационную орбиту*, замкнутую по отношению к осям, вращающимся с средней угловой скоростью Солнца с синодическим периодом, равным синодическому периоду Луны. Эта идея не только имеет большое значение, но и анализ был сделан Гиллом с редким изяществом и изобретательностью.

196. Параллактическое неравенство. Так как Солнце находится на конечном расстоянии от Земли, то его возмущающие действия не будут в точности одинаковы в точках, симметрично расположенных по отношению к линии $m_3 m_7$, но будут больше на стороне m_7 и m_3 . Например, если разложение ρ^{-3} в (17) проведено на один порядок дальше, так, чтобы включить члены второго порядка, т. е. с $\frac{r^2}{R^2}$, то часть N , не зависящая от ϵ , окажется равной:

$$N = \frac{k^2 S}{R^2} \left\{ -\frac{r}{2R} [1 + 3 \cos 2(u - U)] - \right. \\ \left. - \frac{3}{8} \frac{r^2}{R^2} [3 \cos(u - U) + 5 \cos 3(u - U)] - \dots \right\}. \quad (22)$$

Если $u - U = 0$, то член второго порядка имеет тот же знак, как член первого порядка, а если $u - U = \pi$, то — противоположный знак. Действие этого члена относительно мало, потому что $\frac{r}{R}$ приблизительно равно 0,0025. Члены второго порядка вызывают искажение в вариационной орбите, которое ведет к неравенству примерно в 2'7" в долготе Луны по сравнению с теоретическим положением в вариационной орбите. Так как это неравенство зависит от параллакса Солнца, то оно получило название *параллактического неравенства*. Лаплас заметил, что определенное с очень большой точностью из длинного ряда наблюдений, оно дает удовлетворительный метод для получения расстояния Солнца. Главная практическая трудность состоит в том, что прежде чем применить этот метод, надо решить трудную задачу нахождения относительных масс Земли и Луны ¹⁾.

197. Движение линии апсид. Вследствие более сложного образа действия разных составляющих на движение линии апсид возмущения этого элемента представляют большие трудности, чем до сих пор рассмотренные. Предположим сначала, что линия апсид совпадает с линией ES и что перигей находится в m_1 (рис. 57). Нормальная составляющая в m_1 отрицательна и поэтому (таблица § 182) производит обрат-

¹⁾ См. Brown, Lunar Theory, стр. 127.

ное движение линии апсид. С другой стороны, если Луна находится в m_3 , то отрицательная нормальная составляющая заставляет линию апсид двигаться вперед. В § 180 было показано, что влияние нормальной составляющей, действующей в то время, когда Луна описывает короткую дугу в апогее, относится к влиянию равной нормальной составляющей, действующей в то время, когда описывается равная дуга в перигее, как $a(1+e)$ к $a(1-e)$. Кроме того, второе уравнение (18) показывает, что нормальная составляющая прямо пропорциональна расстоянию Луны

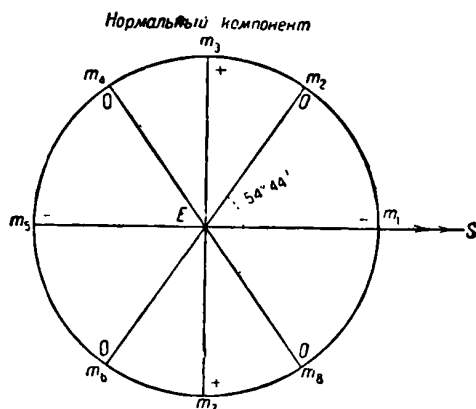


Рис. 57.

от Земли. Поэтому нормальная составляющая больше в апогее и действует сильнее, чем соответствующее ускорение в перигее. Нормальная составляющая положительна, хотя сравнительно мала в интервалах m_2, m_3, m_4 и m_6, m_7, m_8 . Точки К и L делят эти интервалы почти на равные части (рис. 48), в которых действие нормальной составляющей на линию апсид исчезает. Поэтому из таблицы следует, что общее действие в этих интервалах очень мало. Отсюда, если перигей находится в m_1 , то результат в течение целого обращения состоит во вращении линии апсид впе-

ред на значительный угол. Подобные рассуждения ведут к точно таким же результатам, когда перигей находится в m_3 .

Если перигей находится в m_1 , то тангенциальная составляющая равна по числовому значению и противоположна по знаку на противоположных сторонах большой оси (рис. 58). Отсюда из таблиц следует, что действия происходят в том же направлении и равны по величине для точек, симметрично расположенных с противоположных сторон от большой оси. Но действия во втором и третьем квадрантах противоположны по знаку действиям в первом и четвертом квадрантах; кроме того, они немного больше во втором и третьем квадрантах, потому что тогда r наибольшее, а тангенциальная составляющая согласно (18) пропорциональна r . Поэтому, если перигей находится в m_1 , то общее действие тангенциальной составляющей за целое обращение состоит во вращении линии апсид вперед. Теперь соединим это со случаем, когда перигей находится в m_3 , что возникает вследствие движения Солнца даже при стационарных апсидах. При таких обстоятельствах апсиды вращаются назад, и вращение в обоих случаях уничтожает друг друга.

Предположим теперь, что линия апсид перпендикулярна к линии ES. В этом рассмотрении не существенно, на каком конце линии находится перигей, но для определенности возьмем его в m_3 . Нормальная составляющая положительна в интервале m_2, m_3, m_4 и согласно таблице вращает линию апсид вперед. Она также положительна в интервале m_6, m_7, m_8 и вращает

линию апсид назад. В последнем случае возмущающее ускорение больше и сильнее влияет, так что общим результатом является движение назад. Точки L и K делят интервалы $m_8 m_1 m_2$ и $m_1 m_2 m_6$, в которых нормальные составляющие отрицательны, почти на равные части. Отсюда из таблиц видно, что их результаты почти точно уравновешивают друг друга за целое обращение. Поэтому, если перигей находится в m_3 , то результатом действия нормальной составляющей на линию апсид для целого обращения является значительное движение назад.

Если перигей находится в m_3 , то тангенциальная составляющая положительна в интервале $m_8 m_3$ и отрицательна в $m_3 m_7$. Из таблиц видно, что положительное T в интервале $m_2 m_3 m_7$ заставляет линию апсид вращаться вперед, а отрицательное — назад. Так как знаки T противоположны в двух почти одинаковых частях интервала, то весь результат на линию апсид очень мал. Результат тот же в полуобороте $m_7 m_1 m_3$. Отсюда видно, что совместное влияние нормальной и тангенциальной составляющих на целое обращение состоит во вращении линии апсид назад, когда она перпендикулярна к линии, соединяющей Землю и Солнце.

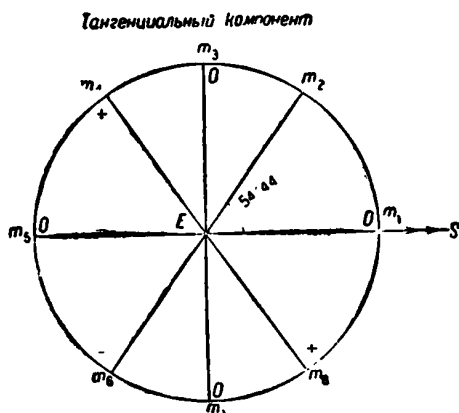


Рис. 58.

Было найдено, что линия апсид вращается вперед, когда она совпадает с прямой, соединяющей Землю и Солнце. Теперь нужно определить, что больше: движение вперед или назад? Было отмечено, что общие изменения, возникающие от действия тангенциальных составляющих, выражаются как разности почти равных стремлений и поэтому малы. То же может быть сказано о нормальных составляющих, действующих вблизи концов малой оси эллипса. Кроме того, в двух рассмотренных положениях они действуют в противоположных направлениях, так что их полный результат еще меньше. Наиболее значительные изменения возникают от нормальных составляющих, которые действуют вблизи концов большой оси. Из второго уравнения (18) следует, что в первом случае, в котором линия апсид движется вперед, нормальная составляющая почти в 2 раза больше, чем во втором, в котором линия апсид движется назад. Поэтому полное изменение для двух положений линии апсид есть движение вперед. Результаты для положений, близких к двум рассмотренным, будут такие же, но меньше по величине до некоторых промежуточных точек, где вращение линии апсид за целое обращение Луны будет равно нулю. Из того, каким образом тангенциальные составляющие меняют знак (рис. 58), видно, что эти точки ближе к m_2 и m_7 , чем к m_1 и m_3 , поэтому *средним результатом для всех возможных положений перигея является движение линии апсид вперед*.

198. Вторичные действия. До сих пор мы предполагали, что Солнце остается неподвижным. Однако оно движется в том же направлении, как и Луна. Было показано, что если Луна близка к апогею, а Солнце к линии апсид, то нормальная составляющая заставляет апсиды двигаться вперед. Это движение вперед стремится сохранить положение орбиты по отношению к положению Солнца, и движение вперед апсид увеличивается и делается более продолжительным. С другой стороны, если Луна находится в перигее и Солнце вблизи линии апсид, то линия апсид движется обратно; Солнце движется в одну сторону, а линия апсид — в другую. Такое соотношение между орбитами Солнца и Луны быстро нарушается, и обратное движение оказывается меньше, чем оно было бы, если бы Солнце оставалось неподвижным. Подобным образом для каждого относительного положения линии апсид движение вперед увеличивается и движение назад уменьшается.

Имеется другое важное вторичное действие, зависящее от тангенциальной составляющей и не зависящее от движения Солнца. Для примера возьмем случай, в котором линия апсид проходит через Солнце с перигеем в m_1 . Тангенциальная составляющая в $m_1 m_2$ положительна и согласно таблице вращает линию апсид вперед, пока Луна не придет в апогей. Но так как линия апсид движется вперед, то Луна придет в апогей позже и действие этой составляющей увеличится. Если принять во внимание также движение Солнца, то это *вторичное действие* приобретает еще большее значение. Таким образом возмущение увеличивает возмущение, и ясно, что подразумевают астрономы, говоря, что почти половина движения лунного перигея зависит от квадрата возмущающей силы, или что она получается во втором приближении.

Теоретическое определение движения лунной линии апсид было одной из наиболее трудных задач небесной механики: вторичные действия ускользнули от Ньютона, когда он писал «Начала» ¹⁾, и не были объяснены до тех пор, пока Клеро (Clairaut) не развил свою лунную теорию в 1749 г. Из всех исследований наиболее успешным является мастерской анализ Гилла в «Acta Mathematica», т. VIII, который в отношении рассмотренных членов не оставляет желать ничего больше. Линия апсид лунной орбиты делает полное обращение примерно в $91\frac{1}{2}$ лет.

199. Возмущения эксцентриситета. Предположим, что линия апсид проходит через Солнце и что перигей находится в m_1 . Из симметрии нормальных составляющих по отношению к линии ES и из результатов, данных в таблице, следует, что в таком случае увеличение и уменьшение эксцентриситета в течение полного обращения под влиянием этой составляющей в точности равны. Из правила изменения знаков тангенциальной составляющей и из результатов, данных в таблице, следует, что изменения в эксцентриситете, зависящие от этой составляющей, точно так же уравниваются. Поэтому при указанных условиях изменения в эксцентриситете нет за целое обращение Луны. Подобным образом такие же результаты получаются, когда перигей находится в m_2 .

¹⁾ В рукописях, оставленных Ньютоном и известных как «Портсмутское собрание», которые опубликованы лишь недавно, дано правильное объяснение движению линии апсид и получены почти верные числовые результаты.

Предположим, что линия апсид имеет направление $m_2 m_1$. Как и раньше, можно показать, что ни нормальная, ни тангенциальная составляющие не вызывают никакого постоянного изменения в эксцентриситете.

Теперь рассмотрим случай, в котором линия апсид занимает какое-то промежуточное положение. Для простоты предположим, что она находится на прямой $m m_6$ с перигеем в m_2 . Одновременно с этим случаем рассмотрим случай, когда перигей находится в m_4 . Сначала рассмотрим только действия нормальной составляющей. Из рис. 57 и из таблицы § 182 следует, что если перигей находится в m_2 , а Луна — в области $m_2 m_4$, то нормальная составляющая уменьшает эксцентриситет, а если перигей находится в m_4 , то увеличивает эксцентриситет. Эти два действия в значительной степени уничтожают друг друга. Но в § 181 было показано, что данная нормальная составляющая больше влияет на изменение эксцентриситета, когда Луна находится вблизи апогея, чем когда Луна соответственно близка к перигею. Кроме того, так как N пропорционально r , как это следует из второго уравнения (18), то нормальная составляющая тем больше, чем больше расстояние Луны. По обоим этим причинам, если Луна находится на дуге $m_2 m_4$, то увеличение эксцентриситета с перигеем в m_6 больше, чем уменьшение с перигеем в m_2 . Эти два случая вместе дают остаточное увеличение второго порядка в эксцентриситете, которое можно обозначить через $+\Delta_1 e$. Подобным образом, когда Луна находится в области $m_4 m_6$, действия нормальной составляющей на эксцентриситет с перигеем в m_2 и m_6 состоят соответственно в увеличении и уменьшении. Обращая внимание на относительные положения апогея, видно, что общее влияние на эксцентриситет есть остаточное увеличение $+\Delta e$ второго порядка. Рассуждая аналогично, получаем, что общие действия на Луну в дугах $m_6 m_8$ и $m_8 m_2$ являются положительными остатками второго порядка $\Delta_3 e$ и $\Delta_4 e$.

Возникает вопрос, не уничтожаются ли каким-либо образом остатки второго порядка. Чтобы показать, что они также исчезают, рассмотрим случай, в котором линия апсид имеет положение, симметрично противоположное по отношению к линии ES , т. е. случай, в котором перигей находится в m_8 или m_4 . Если перигей находится в m_4 и Луна в области $m_2 m_4$, то нормальная составляющая увеличивает эксцентриситет; если перигей находится в m_8 , то эксцентриситет уменьшается. Уменьшение в последнем случае больше, чем увеличение в первом, потому что, если перигей находится в m_8 , то область $m_2 m_4$ близка к апогею. Поэтому общим влиянием является уменьшение второго порядка в эксцентриситете и так как дуга $m_2 m_4$ не только соответственно также расположена по отношению к Земле и Солнцу, но и по отношению к лунной орбите, как если бы линия апсид была линией $m_2 m_6$, то следует, что увеличение второго порядка в эксцентриситете равно $-\Delta_1 e$. Подобным образом получаем, что если Луна находится на дугах $m_4 m_6$, $m_6 m_8$ и $m_8 m_2$, то суммы изменений эксцентриситета, когда перигей находится в m_4 и m_8 , соответственно равны $-\Delta_2 e$, $-\Delta_3 e$ и $-\Delta_4 e$. Если эти остатки второго порядка прибавить к полученным, когда линия апсид была линией $m_4 m_6$, то результат равен нулю. Соответствующее рассмотрение ведет к тем же результатам для всякого другого положения линии апсид, т. е. оно может быть соединено попарно с другим, кото-

рое симметрично противоположно по отношению к линии ES , так что когда перигей взят в обоих направлениях каждой линии, то общее действие нормальной составляющей на эксцентриситет равно нулю. Поэтому нормальная составляющая за длинный промежуток времени не вызывает постоянного изменения в эксцентриситете лунной орбиты, и до некоторой степени подобное рассуждение дает такой же результат для тангенциальной составляющей.

Однако Солнце не остается неподвижным, в то время как Луна делает свое обращение, и принятые условия никогда точно не выполняются. Тем не менее полезно показать, как можно соединить разные конфигурации даже если они меняются с каждым моментом. В очень большом числе обращений дополнительные конфигурации встретятся равное число раз, и эксцентриситет вернется к его начальному значению. Период, требуемый для этого цикла изменения, зависит, по-первых, от периодов Солнца и Луны и, во-вторых, от эксцентриситета солнечной орбиты (земной орбиты) и, наконец, от того, каким образом вращаются линии апсид солнечной и лунной орбит.

Существующая система с достаточными геологическими и биологическими доказательствами очень долгого существования Земли, приблизительно в настоящем состоянии, показывает с достаточной уверенностью что система почти, если не вполне, устойчива. В связи с этим интересен, факт, что два элемента, — линия узлов и линия апсид, которые могут непрерывно меняться в одном направлении, не угрожая устойчивости системы, в среднем всегда движутся первый назад, а второй вперед.

200. Эвекция. Только что было показано, что эксцентриситет не меняется за долгий промежуток времени, но подвергается периодическим вариациям значительной величины, дающим начало наибольшему лунному возмущению, известному как *эвекция*. При своем максимальном действии эвекция смещает Луну в геоцентрической долготе на угол примерно в $1^{\circ}15'$ сравнительно с ее положением в невозмущенной эллиптической орбите. Это изменение было открыто Гиппархом и тщательно наблюдало Птоломеем.

Возмущения элементов и в частности эксцентриситета зависят от двух обстоятельств: от положения Луны в ее орбите и от положения Луны по отношению к Земле и Солнцу. Предположим, что Луна и Солнце начинают двигаться из соединения с перигеем в m_1 . Рассмотрим движение за целое синодическое обращение. Из таблицы § 182 и рис. 57 и 58 следует, что эксцентриситет не меняется, когда Луна находится в m_1 ; что он уменьшается или равняется нулю, когда Луна в m_2 , m_3 и m_4 ; что он не изменяется, когда Луна в m_5 ; что он увеличивается или равняется нулю, когда Луна в m_6 , m_7 и m_8 и что он перестает изменяться, когда Луна снова возвращается в m_1 . Это верно лишь в предположении, что перигей остается в m_1 в продолжение всего обращения или, другими словами, что линия апсид движется вперед с такой же скоростью, с которой Солнце движется по своей орбите. В действительности Солнце движется приблизительно в 8,5 раза быстрее вращения линии апсид. Так как синодический период Луны около 29,5 дня, в то время как Солнце движется примерно на 1° ежедневно, то Луна отойдет приблизительно на 26° от своего перигея, когда она приходит в m_1 . Как это изменит

вывод? Нормальная составляющая отрицательна и в этой части орбиты вызывает увеличение в эксцентриситете, в то время как тангенциальная составляющая не вызывает изменения, потому что она равна нулю. Когда Луна проходит через m_1 , то нормальная составляющая становится меньше по числовой величине, в то время как тангенциальная составляющая становится отрицательной и стремится уменьшить эксцентриситет. Стремления двух составляющих: изменить эксцентриситет в противоположных направлениях уравниваются, когда Луна находится в некоторой точке между m_1 и m , вместо m_1 , после чего эксцентриситет уменьшается. Имеется соответствующее движение вперед точки вблизи m_2 , где эксцентриситет перестает уменьшаться и начинает увеличиваться. Можно прийти к подобным заключениям, исходя из любой другой начальной конфигурации.

Результаты могут быть суммированы следующим образом: возмущения Солнца уменьшают эксцентриситет лунной орбиты в течение времени несколько большего, чем половина синодического обращения, и затем в течение такого же времени увеличивает его. Эти изменения в эксцентриситете вызывают отклонения в геоцентрической долготе от теории эллиптического движения, которое составляет *эвекцию*. Соответствующие методы показывают, что период этого неравенства равен около 31,8 суток.

201. Метод Гаусса вычисления вековых вариаций. Раньше было показано, что некоторые из элементов, такие, как линия узлов и линия апсид, беспрестанно изменяются в одном направлении. Это изменение неравномерно, потому что в добавление к общим изменениям имеется много короткопериодических колебаний такой величины, что элемент часто изменяется в обратном направлении. Если результаты выражены аналитическими символами, то общее среднее движение вперед представляется членом, пропорциональным времени, называемым *вековым изменением*, в то время как отклонения от этого равномерного изменения даются суммой периодических членов, имеющих разные периоды и фазы. Отсюда видно, что вековые изменения вызываются своего рода средними возмущающими силами, когда возмущающие и возмущенные тела занимают всевозможные положения относительно друг друга.

Имеются другие элементы, такие, как наклонность и эксцентриситет, которые, хотя они за долгий промежуток времени периодичны, в среднем во много тысяч лет изменяются непрерывно в одном направлении. Эти изменения можно также рассматривать, как вековые изменения, и они подобным образом происходят от своего рода средних возмущений.

В 1818 г. Гаусс опубликовал мемуар по теории вековых изменений, основанный на только что изложенных понятиях. Его метод применялся особенно к вычислению вековых изменений элементов планетных орбит. Вместо рассмотрения движения тел Гаусс предположил, что масса каждой планеты распределяется по эллиптическому кольцу, совпадающему с ее орбитой таким образом, что плотность в каждой точке обратно пропорциональна скорости, с которой движется тело в этой точке. Затем он показал, как вычислить притяжение одного кольца другим и скорость, с которой их положения и формы изменяются под влиянием этих сил.

Метод Гаусса был предметом целого ряда мемуаров. Вероятно, наиболее полезным для практических целей был мемуар Гилла в I томе

«Astronomical Papers of the American Ephemeris and Nautical Almanac». Формулы Гилла с большим успехом были применены профессором Э. Дулитлем (Doolittle), результаты, полученные им, очень близко согласуются с результатами, найденными Леверье и Ньюкомбом совершенно иными методами.

202. Долгопериодические неравенства. В теориях взаимных возмущений планет встречаются очень большие члены длинных периодов. Они возникают только в том случае, если периоды двух рассматриваемых тел почти соизмеримы, и их причину легко обнаружить из геометрических рассуждений.

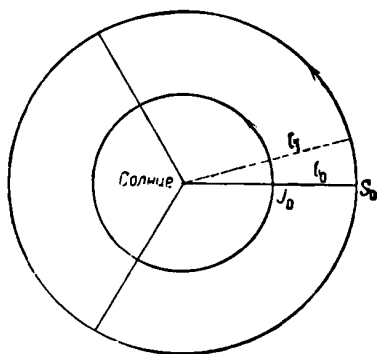


Рис. 59.

Так как наиболее важное изменение происходит во взаимных возмущениях Юпитера и Сатурна, то объяснение будет применено к этому случаю. Пятикратный период Юпитера немного больше двойного периода Сатурна. Предположим, что две планеты находятся в соединении в начальный момент на линии l_0 (рис. 59). После пяти обращений Юпитера и двух Сатурна они снова окажутся в соединении на линии l_1 , очень близкой к линии l_0 , но имеющей немного большую долготу. Это продол-

жается бесконечно, каждое соединение происходит на долготе немного большей предыдущей. Часто происходящие соединения близ одних и тех же точек орбиты вызывают очень большие возмущения, и *долгий период* есть время, требуемое для точки соединения, чтобы сделать полное обращение. В случае Юпитера и Сатурна он равен 918 годам. Наибольшее в долготу планет неравенство, смещающее Юпитер на $21'$, а Сатурн на $49'$, долгое время смущало астрономов в их попытках объяснить это как необходимое следствие закона тяготения. Наконец Лаплас сделал один из своих многих важных вкладов в небесную механику, определив действительную причину этого неравенства и показав, что теория и наблюдение согласуются между собой.

ЗАДАЧИ

1. Докажите, что геометрическое место точек, в которых притяжения Солнца и Земли равны, есть сфера радиуса $\frac{R\sqrt{SE}}{S-E}$ с центром, лежащим на прямой, соединяющей Солнце и Землю на расстоянии $\frac{ER}{S-R}$ от центра Земли в сторону, противоположную Солнцу, где S и E соответственно обозначают массу Солнца и Земли.

Если $R=150\,000\,000$ км и $\frac{S}{E}=333\,000$, тогда

$$\frac{R\sqrt{SE}}{S-E}=260\,000 \text{ км}, \quad \frac{RE}{S-E}=452 \text{ км}.$$

Так как орбита Луны имеет радиус около 384 000 км, то Луна всегда сильнее притягивается Солнцем, чем Землей.

2. Луну можно рассматривать обращающейся вокруг Земли и возмущенную Солнцем или обращающейся вокруг Солнца и возмущенную Землей. Приняв лунную орбиту за круг, найдите положение, при котором возмущающие действия Солнца будут наибольшими; покажите, что возмущающие действия Земли, если рассматривать Луну обращающейся вокруг Солнца, для такого же положения будут наименьшими.

3. Найдите отношение наибольшего возмущающего влияния Солнца к наименьшему возмущающему влиянию Земли.

Отв. Пусть R — расстояние от Солнца до Земли, ρ — расстояние от Солнца до Луны и r — расстояние от Земли до Луны, тогда

$$\frac{D_S}{D_E} = \frac{S}{E} \cdot \frac{r^2}{\rho^2} \cdot \frac{R^2 - \rho^2}{R^2 - r^2} = \frac{S}{E} \cdot \frac{r^3}{\rho^3} \cdot \frac{R + \rho}{R + r} = 0,0114.$$

4. Найдите отношение возмущающей силы Солнца в максимуме к притяжению Солнца и к притяжению Земли.

$$\text{Отв. } \frac{D_S}{A_S} = \frac{r^2 (R + \rho)}{R^2} = 0,005.$$

$$\frac{D_S}{A_E} = \frac{S}{M} \cdot \frac{r^3 (R + \rho)}{R^2 \rho^2} = 0,011.$$

5. Докажите подробно полученный в § 199 результат, что тангенциальная составляющая не вызывает вековых изменений в эксцентриситете лунной орбиты.

6. Предположим, что планета возмущает движение другой планеты, которая близка к Солнцу. Найдите, каким образом все элементы орбиты внутренней планеты изменяются для всех относительных положений тел в их орбитах.

7. Покажите, что если скорости изменения элементов известны, когда планета находится в определенном положении на своей орбите, то можно найти направление и направление возмущающей силы. Покажите, предполагая расстояние возмущающего тела от Солнца известным, что можно найти его направление и массу. (Это есть часть задачи, решенной Адамсом и Леверье, когда они предсказали видимое положение Нептуна на основании возмущений движения Урана. Имеются большие практические трудности, возникающие вследствие малости вовлеченных величин, которые не проявляются в приведенном здесь простом случае.)

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Первая обработка проблемы трех тел, а также двух тел дана Ньютоном в «Началах», книга I, раздел XI, и, как сказал Эри (Airy), она является «наиболее ценной главой из написанного когда-либо по физическим наукам». Она содержит в известной степени полное объяснение вариаций, параллактического неравенства, годовичного уравнения, движения перигея, возмущений эксцентриситета, обращения узлов и возмущений наклонности. Значение движения лунного перигея, найденное Ньютоном из теории, было в 2 раза меньше данного наблюдениями. В 1872 г. в некоторых из неопубликованных рукописей Ньютона, известных под названием «Портсмутского собрания», было найдено, что Ньютон объяснил движение перигея, включив возмущения второго порядка (см. § 199). Эта работа была неизвестна астрономам, движение лунного перигея не было выведено из теории до 1749 г., когда Клеро (Clairaut) нашел истинное объяснение, в то время как он собирался

заменить закон притяжения Ньютона другим в форме $\alpha = \frac{\mu}{r_2^2} + \frac{\nu}{r_3^2}$. Ньютон считал теорию Луны очень трудной, и говорят, что в отчаянии он сказал своему другу Галлею, что «от нее у него болит голова и она так часто лишает его сна, что он решил больше не думать о ней».

Со времен Ньютона геометрические методы сменили аналитические за исключением элементарных объяснений причин различных видов возмущений. В XVIII столетии развиты теории Луны и небесной механики вообще почти всецело было работой пяти человек: Эйлера (1707—1783, швейцарец, родился в Базеле, жил в Петербурге с 1727 до 1747 г., в Берлине с 1747 до 1766 г. и в Петербурге с 1766 до 1783 г.) Клеро (1713—1765, родился в Париже и почти всю свою жизнь провел в родном городе), Даламбера (1717—1783, тоже родился и жил в Париже), Лагранжа (1736—1813, родился в Турине, Италия, но по происхождению француз, профессор математики в военной школе в Турине с 1753 по 1766 г., преемник Эйлера в Берлине, провел там 20 лет, затем переехал в Париж и прожил во французской столице остаток своей жизни) и Лапласа (1749—1827 сын французского крестьянина из Бомона в Нормандии, профессор в военной школе и в нормальной школе в Париже, где провел большую часть своей жизни после восемнадцатилетнего возраста). Единственная часть их работы, которую мы упомянем здесь, относится к теории Луны. Изложение исследований по общей теории планет будет приведено в следующей главе.

В XVIII столетии была большая потребность в точных таблицах Луны для мореплавания в целях определения положения на море. Это вместе с фактом, что движение Луны представляет наилучшую пробу ньютоновой теории, заставило английское правительство и ряд научных обществ предложить весьма значительные премии за таблицы Луны, согласующиеся с наблюдениями в известных узких пределах. В 1746 г. Эйлер опубликовал довольно несовершенные таблицы Луны. В 1747 г. Клеро и Даламбер в один и тот же день представили в Парижскую академию мемуары по теории Луны. Каждый из них имел затруднения при объяснении движения перигея. Как упомянуто, Клеро нашел источник затруднений в 1749 г., и немного позднее он был также открыт как Эйлером, так и Даламбером. В 1752 г. Клеро за свою «*Théorie de la Lune*» получил премию от Петербургской академии. В 1754 г. Клеро и Даламбер опубликовали теории и числовые таблицы. Позднее они были исправлены и расширены. В 1753 г. Эйлер опубликовал теорию Луны, в приложении к которой был частично разработан аналитический метод вариации элементов. То би л с М л л е р (1723—1762) из Геттингена сравнил таблицы Эйлера с наблюдениями и исправил их так успешно, что он и Эйлер получили от английского правительства премии по 3000 фунтов. В 1772 г. Эйлер опубликовал вторую теорию Луны, которая содержала много новых черт большой важности.

Лагранж сделал мало в теории Луны, кроме указания общих методов. С другой стороны, Лаплас уделил много внимания этому предмету и в 1787 г. сделал один из своих важных вкладов в небесную механику, объяснив причину векового ускорения среднего движения Луны. Он также предложил определение расстояния Солнца из параллактического неравенства. Теория Лапласа находится в третьем томе его «*Mécanique Céleste*».

В 1824—1828 гг. Дамуазо (Damoiseau, 1768—1846) довел метод Лапласа до высокой степени приближения, и составленные им таблицы имели общее употребление, пока не были составлены таблицы Ганзена (Hansen) в 1857 г. В 1832 г. Плана (Plana, 1781—1869) опубликовал теорию, во многих отношениях очень сходную с теорией Лапласа. В 1830—1834 гг. неполная теория была разработана Люббоком (Lubbock, 1803—1865). Большое продвижение по новому пути было сделано Ганzenом (1795—1874) в 1838 и снова в 1862—1864 гг. Его таблицы, опубликованные в 1857 г., были широко приняты для астрономических ежегодников. В 1846 г. Де-Понтекулан (De Pontécoulant, 1795—1874) опубликовал свою «*Théorie Analytique du Système du Monde*». Четвертый том содержит его теорию Луны во всех подробностях. По существу она сходна с теорией Люббока. В 1850—1867 гг. Делоне (Delauney, 1816—1872) опубликовал новую теорию большого математического изящества, доведенную до высокой степени точности.

Наиболее замечательная новая теория, основанная на новых понятиях и развитая при помощи новых математических методов, опубликована Гиллом в 1878 г. в *American Journal of Mathematics*. Его первая основная идея заключалась в принятии вариационной орбиты за приближенное решение вместо эллипса. Выражения для координат вариационной орбиты развиты с редким математическим искусством и отличаются быстрой сходимостью. Второе приближение, дающее часть движения перигея, опубликовано в VIII томе *Acta Mathematica*. Этот мемуар

содержит первое решение линейного дифференциального уравнения, имеющего периодические коэффициенты, и вводит в математику бесконечный детерминант. Исследования Гилла были продолжены до более высоких приближений и закончены серией статей, опубликованных Е. Броуном в *American Journal of Mathematics*, т. XIV, XV и XVII и в *Monthly Notices of the R. A. S.*, LII, LIV и LV. В настоящее время работа Броуна в числовом отношении — наиболее совершенная из существующих теорий Луны и с этой точки зрения оставляет желать немного. В 1919 г. им выпущены таблицы, которые теперь исключительно применяются для вычисления эфемериды Луны в астрономических ежегодниках. Движение лунных узлов было найдено Адамсом (1819—1892) методами, подобными тем, которые употреблены Гиллом в определении движения перигея.

Геометрические рассуждения возмущений приведены в «Началах» в «Gravitation» Эри (1801—1892) и в «Очерках» астрономии Дж. Гершеля (1792—1871). Для аналитического изучения помимо упомянутых оригинальных мемуаров лучше всего обратиться к «Mécanique Céleste» Тиссерана, т. III, и к «Lunar Theory» Броуна. Оба тома превосходны и по своему содержанию и по ясности изложения. «Lunar Theory» Броуна является особенно полной в таких вопросах как значение употребленных постоянных, что может быть полезным для начинающего изучение этого предмета.

ГЛАВА X

ВОЗМУЩЕНИЯ. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД

203. Вводные замечания. Взаимные возмущения в движении небесных тел были одним из тех вопросов, которому со времен Ньютона посвятили очень много внимания многие великие математики. Не будем говорить о том, что проблема очень трудна и что было изобретено много методов для ее решения. Так как не удалось получить общих решений проблемы, то явилась необходимость изучить специальные классы возмущений при помощи особых методов. Оказалось удобным разделить случаи, возникающие в солнечной системе, на три главных класса: а) теория Луны и спутников, б) взаимные возмущения планет и с) возмущения комет планетами. Метод, который будет дан в этой главе, применим к теориям планет, и в соответствующих местах будет показано, почему он неприменим к другим случаям. В последней главе даны ссылки на теорию Луны, в особенности на работы Тиссерана и Броуна. В этой главе будут даны некоторые намеки также на метод вычисления возмущений комет.

Главные трудности, возникающие в уяснении теории возмущений, происходят от большого числа переменных, которыми необходимо пользоваться, и от очень длинных преобразований, необходимых для того, чтобы придать уравнениям форму, удобную для числовых вычислений. Здесь за недостатком места невозможно полностью вывести выражения, приспособленные для вычисления, и, конечно, нежелательно выделять эту часть, потому что гораздо важнее получить точное понятие о сущности проблемы, математические особенности применяемых методов, необходимые ограничения, точные места, где введены приближения, если они введены вообще, и их характер, происхождение различных видов членов и основания, на которых покоятся знаменитые теоремы, касающиеся устойчивости солнечной системы.

Имеются два метода изучения возмущений: а) вариации координат различных тел и б) вариации элементов их орбит. Эти две концепции были объяснены в начале предыдущей главы. Аналитическое развитие их было начато Эйлером и Клеро и доведено до высокой степени совершенства Лапласом и Лагранжем. Однако имелись места, в которых были сделаны чистые предположения, и лишь в течение последней половины XIX столетия благодаря работам Коши (Cauchy), Вейерштрасса (Weierstrass) и Пуанкаре оказалось возможным при соответствующих ограничениях полностью установить законность выводов.

204. Поясняющий пример. Математическое основание для теории возмущений часто заслоняется большим числом переменных и употреблением сложных формул. Много существенных черт метода вычисления возмущений можно пояснить примерами, которые не зависят от сложности многих переменных и длинных формул. Выберем один из них, в котором физические соотношения также просты. Рассмотрим решение уравнения:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + k^2 x = -\mu \left(\frac{dx}{dt} \right)^3 + \nu \cos lt, \quad (1)$$

где k^2 , μ , ν и l — положительные постоянные. Если бы μ и ν были нулями, то дифференциальное уравнение было бы таким, которое определяет простое гармоническое движение. Оно получается во многих физических задачах, например, в задаче математического маятника и в задаче о колебаниях струн. Для определенности предположим, что задача относится к колебаниям камертона. Первый член в правой части можно приписать сопротивлению среды, в которой колеблется камертон. Конечно, не утверждается, что сопротивление колебаниям камертона пропорционально третьей степени скорости. Нечетная степень взята, чтобы дифференциальное уравнение имело одинаковую форму независимо от того, происходит ли движение в положительном или отрицательном направлении, а первая степень не взята потому, что тогда дифференциальное уравнение было бы линейно и его можно было бы без всяких трудностей полностью проинтегрировать в конечном виде.

Рассмотрим левую часть уравнения (1) как определяющую невозмущенное движение камертона. Первый член в правой части представляет возмущение, зависящее от скорости камертона; второй член представляет возмущение, не зависящее от положения и скорости камертона. Первый аналогичен взаимным возмущениям планет, зависящим от их относительных положений, второй более соответствует силам, вызывающим приливы, потому что они являются внешними по отношению к Земле. Приливы определяются уравнениями, аналогичными уравнению (1).

Чтобы иметь уравнение (1) в виде уравнений, которые получаются в теории возмущений, положим:

$$x = x_1, \quad \frac{dx}{dt} = x_2. \quad (2)$$

Тогда (1) принимает вид:

$$\frac{dx_1}{dt} - x_2 = 0, \quad \frac{dx_2}{dt} + k^2 x_1 = -\mu x_2^3 + \nu \cos lt. \quad (3)$$

Соответствующие дифференциальные уравнения для невозмущенного движения будут иметь вид:

$$\frac{dx_1}{dt} - x_2 = 0, \quad \frac{dx_2}{dt} + k^2 x_1 = 0. \quad (4)$$

Уравнения (4) можно легко проинтегрировать, и их общее решение имеет вид:

$$x_1 = +a \cos kt + \beta \sin kt, \quad x_2 = -ka \sin kt + k\beta \cos kt, \quad (5)$$

где a и β — произвольные постоянные интегрирования. В терминологии небесной механики a и β — элементы орбиты камертона.

Теперь рассмотрим задачу нахождения решения уравнений (3). Выраяжаясь физически, элементы α и β должны быть так изменены, чтобы уравнения удовлетворялись для всех значений t . Рассуждая математически, мы можем сказать, что уравнения (5) являются соотношениями между начальными зависящими переменными x_1 и x_2 и новыми зависящими переменными α и β , которые делают возможным преобразование дифференциальных уравнений (3) от одной группы переменных к другой. Это было бы правильным независимо от того, являются ли уравнения (5) решениями уравнений (4) или нет, но так как уравнения (5) являются решениями уравнений (4) и уравнения (4) являются частью уравнений (3), то после того как сделан переход, целый ряд членов выпадает. Рассматривая (5) как группу уравнений, связывающих переменные x_1 и x_2 с α и β и выполняя непосредственные подстановки в (3), находим:

$$\left. \begin{aligned} +\cos kt \frac{d\alpha}{dt} + \sin kt \frac{d\beta}{dt} &= 0, \\ -\sin kt \frac{d\alpha}{dt} + \cos kt \frac{d\beta}{dt} &= \mu k^2 [\alpha \sin kt - \beta \cos kt]^3 + \frac{\nu}{k} \cos lt. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Эти уравнения линейны относительно $\frac{d\alpha}{dt}$ и $\frac{d\beta}{dt}$ и могут быть решены для этих производных, потому что детерминант их коэффициентов равен единице.

Решая, имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= -\mu k^2 [\alpha \sin kt - \beta \cos kt]^3 \sin kt - \frac{\nu}{k} \cos lt \sin kt, \\ \frac{d\beta}{dt} &= +\mu k^2 [\alpha \sin kt - \beta \cos kt]^3 \cos kt + \frac{\nu}{k} \cos lt \cos kt. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Задача решения уравнений (7) так же трудна, как и решения уравнений (3), потому что их правые части включают неизвестные величины α и β в таком же сложном виде, как x_1 и x_2 входят в правые части уравнений (3). Но предположим, что μ и ν очень малы, тогда, так как они входят множителями в правые части уравнений (7), зависящие переменные α и β изменяются очень медленно. Следовательно, в течение значительного времени они будут даны с достаточным приближением, если уравнения (7) проинтегрировать рассматривая их как постоянные в правых частях. Для уяснения этого с математической стороны рассмотрим простое уравнение:

$$\frac{da}{dt} = \mu a (1 + k \cos kt). \quad (8)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$a = C e^{\mu (t + \sin kt)},$$

где C есть постоянная интегрирования.

Если правую часть этого уравнения разложить в ряд, то выражение для α принимает вид:

$$\alpha = C [1 + \mu(t + \sin kt) + \frac{\mu^2}{2}(t + \sin kt)^2 + \dots]. \quad (9)$$

Если μ очень мало и если t не слишком велико, то правая часть этого уравнения почти равна его первым двум членам. Если бы время t входило только в тригонометрические функции, то не надо было бы никаких ограничений для t . Но обычно такие ограничения нужны для обеспечения сходимости рядов.

Заметим, что решение (9) на самом деле является степенным рядом относительно параметра μ , коэффициенты которого зависят от t . Если угодно, решение уравнения (8) можно найти и непосредственно в виде степенного ряда относительно μ . Этот метод является общим, и его можно применить для нахождения решений уравнений (7), и нижеследующие уравнения (10) являются первыми членами этого решения. Условия применимости этого метода интегрирования даны в § 207.

То обстоятельство, что, при очень малом μ , α и β можно рассматривать как постоянные в правых частях уравнений (7) для не слишком больших значений t , может быть видно из физической иллюстрации. Рассмотрим теорию возмущений. Изменения в элементах орбиты зависят от элементов орбит взаимно возмущающих тел и от относительных положений тел на их орбитах. Интуитивно ясно, что мы сделаем лишь малую ошибку в вычислении взаимных возмущений двух планет, если введем постоянные элементы, которые немного разнятся, скажем на градус в случае угловых элементов, от действительных, которые изменяются медленно.

Если уравнения (7) проинтегрировать, считая в правых частях α и β постоянными, то найдем:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 - \mu k^2 \left\{ \frac{\alpha^2}{8} (a^2 + \beta^2) t + \frac{\beta}{8k} (3\alpha^2 + \beta^2) [\cos 2kt - 1] - \right. \\ &\quad - \frac{\beta}{32k} (3\alpha^2 - \beta^2) [\cos 4kt - 1] - \frac{\alpha^3}{4k} \sin 2kt + \\ &\quad + \frac{\alpha}{32k} (a^2 - 3\beta^2) \sin 4kt \left. \right\} + \frac{\nu}{2k(l+k)} [\cos(l+k)t - 1] - \\ &\quad - \frac{\nu}{2k(l-k)} [\cos(l-k)t - 1], \\ \beta &= \beta_0 + \mu k^2 \left\{ -\frac{3\beta}{8} (a^2 + \beta^2) t - \frac{\alpha}{8k} (a^2 + 3\beta^2) [\cos 2kt - 1] - \right. \\ &\quad + \frac{\alpha}{32k} (a^2 - 3\beta^2) [\cos 4kt - 1] - \\ &\quad - \frac{\beta^3}{4k} \sin kt + \frac{\beta}{32k} (3a^2 - \beta^2) \sin 4kt \left. \right\} + \\ &\quad + \frac{\nu}{2k(l+k)} \sin(l+k)t + \frac{\nu}{2k(l-k)} \sin(l-k)t, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где α_0 и β_0 соответственно являются значениями α и β при $t=0$. Если эти

значения α и β подставить в (5), то значения x_1 и x_2 определяются приближенно для всех значений t , которые не слишком удалены от начального момента.

Рассмотрим уравнения (10). Правая часть каждого из них имеет член, содержащий t простым множителем, в то время как в других местах t стоит под знаком синуса и косинуса. Члены, пропорциональные t , видимо, указывают, что α и β бесконечно увеличиваются или уменьшаются со временем; но надо помнить, что уравнения (10) — лишь приближенные выражения для α и β , пригодные только для ограниченного времени.

Возможно, что строгие выражения содержат высшие степени t , причем суммы имеют конечные значения, так же как

$$\sin t = t - \frac{t^3}{3!} + \frac{t^5}{5!} - \dots$$

является выражением, числовое значение которого не превышает единицы, хотя рассмотрение одного первого члена приводит к заключению, что оно делается бесконечно большим с t . С другой стороны, присутствие членов, увеличивающихся пропорционально времени, может указывать на действительное бесконечное увеличение элементов α и β . Например, в предыдущей главе было найдено, что линия узлов и апериды лунной орбиты соответственно имеют непрерывное обратное и прямое движение. Члены, изменяющиеся пропорционально t , называются *вековыми членами*.

Правые части уравнений (10) также содержат периодические члены, имеющие периоды $\frac{\pi}{k}$, $\frac{\pi}{2k}$, $\frac{2\pi}{l+k}$ и $\frac{2\pi}{l-k}$. Они известны как периодические члены. Если l и k почти равны, то члены, содержащие синусы или косинусы от $(l-k)t$, имеют очень длинные периоды и называются *членами долгого периода*. Иногда возникают члены, которые являются произведениями t на периодические члены. Эти смешанные члены называются членами Пуассона, потому что они были обнаружены Пуассоном при рассмотрении вариаций больших осей планетных орбит. Если (10) подставить в (5), то полученные выражения для x_1 и x_2 содержат члены Пуассона, но не вековые члены.

Физическая интерпретация уравнений (10) проста. Элементы α и β непрерывно уменьшаются благодаря вековым членам, т. е. амплитуды колебаний, указанные в (5), непрерывно уменьшаются. Это уменьшение всецело зависит от сопротивления движению, как это видно из того обстоятельства, что члены содержат коэффициент μ множителем. Имеются члены с x_1 и x_2 с периодом в 3 и 5 раз большим, чем невозмущенный период, которые также происходят от сопротивления. И периодическая возмущающая сила вводит в α и β члены, периоды которых зависят как от периода возмущающей силы, так и от натурального периода камертона.

Но заметим, что периоды членов, которые вводятся в выражения x_1 и x_2 , являются периодами возмущающей силы и натуральным периодом камертона.

205. Уравнения в задаче трех тел. Рассмотрим движение двух планет m_1 и m_2 по отношению к Солнцу S . Возьмем центр Солнца за начало, и пусть координаты m_1 будут (x_1, y_1, z_1) и координаты m_2 будут (x_2, y_2, z_2) . Пусть расстояния Солнца от m_1 и m_2 соответственно равны r_1 и r_2 , и пусть $r_{1,2}$ обозначает расстояние от m_1 до m_2 . Тогда дифференциальные уравнения движения, как выведено в § 148, будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} + k^2 (S + m_1) \frac{x_1}{r_1^3} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x_1}, \\ \frac{d^2 y_1}{dt^2} + k^2 (S + m_1) \frac{y_1}{r_1^3} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y_1}, \\ \frac{d^2 z_1}{dt^2} + k^2 (S + m_1) \frac{z_1}{r_1^3} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z_1}, \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} + k^2 (S + m_2) \frac{x_2}{r_2^3} &= m_1 \frac{\partial R_{2,1}}{\partial x_2}, \\ \frac{d^2 y_2}{dt^2} + k^2 (S + m_2) \frac{y_2}{r_2^3} &= m_1 \frac{\partial R_{2,1}}{\partial y_2}, \\ \frac{d^2 z_2}{dt^2} + k^2 (S + m_2) \frac{z_2}{r_2^3} &= m_1 \frac{\partial R_{2,1}}{\partial z_2}, \\ R_{1,2} &= k^2 \left[\frac{1}{r_{1,2}} - \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{r_1^2 r_2^2} \right], \\ R_{2,1} &= k^2 \left[\frac{1}{r_{1,2}} - \frac{x_2 x_1 + y_2 y_1 + z_2 z_1}{r_1^2 r_2^2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Правые части уравнений (11) помножены на m_1 и m_2 , которые очень малы по сравнению с S ; следовательно, они очень малы по сравнению с членами слева, происходящими от притяжения Солнца, по крайней мере в течение значительного промежутка времени. Если m_1 и m_2 положить в правых частях равными нулю, то первые три уравнения и вторые три образуют две группы, не зависящие друг от друга, и задача для каждой группы из трех уравнений приводится к задаче двух тел и может быть полностью решена. Шесть уравнений (11) второго порядка удобно привести к двенадцати уравнениям первого порядка. Положим:

$$x' = \frac{dx}{dt}, \quad y' = \frac{dy}{dt}, \quad z' = \frac{dz}{dt},$$

тогда уравнения (11) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} - x'_1 &= 0, \quad \frac{dx_1}{dt} + k^2 (S + m_1) \frac{x_1}{r_1^3} = m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x_1}, \\ \frac{dy_1}{dt} - y'_1 &= 0, \quad \frac{dy_1}{dt} + k^2 (S + m_1) \frac{y_1}{r_1^3} = m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y_1}, \\ \frac{dz_1}{dt} - z'_1 &= 0, \quad \frac{dz_1}{dt} + k^2 (S + m_1) \frac{z_1}{r_1^3} = m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z_1} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

и такие же уравнения с индексами 2.

Если бы движения m_1 и m_2 не возмущали друг друга, то уравнения (12) приняли бы вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} - x'_1 &= 0, & \frac{dx'_1}{dt} + k^2(S + m_1)\frac{x_1}{r_1^3} &= 0, \\ \frac{dy_1}{dt} - y'_1 &= 0, & \frac{dy'_1}{dt} + k^2(S + m_1)\frac{y_1}{r_1^3} &= 0, \\ \frac{dz_1}{dt} - z'_1 &= 0, & \frac{dz'_1}{dt} + k^2(S + m_1)\frac{z_1}{r_1^3} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Пусть

$$\Omega = \frac{1}{2}(x_1'^2 + y_1'^2 + z_1'^2) - k^2 \frac{(S + m_1)}{r_1};$$

тогда уравнения (13) принимают форму:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{\partial \Omega}{\partial x_1'}, & \frac{dx'_1}{dt} &= -\frac{\partial \Omega}{\partial x_1}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= \frac{\partial \Omega}{\partial y_1'}, & \frac{dy'_1}{dt} &= -\frac{\partial \Omega}{\partial y_1}, \\ \frac{dz_1}{dt} &= \frac{\partial \Omega}{\partial z_1'}, & \frac{dz'_1}{dt} &= -\frac{\partial \Omega}{\partial z_1}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Эта форма дифференциальных уравнений удобна в связи с задачей такого преобразования уравнений, при котором эллиптические элементы становятся зависимыми переменными и требуется найти выражение их через t .

203. Преобразование переменных. Чтобы избежать путаницы в анализе и иметь возможность сказать, где и как введены приближения, надо рассматривать метод вариации параметров, во-первых, как простое преобразование переменных, которое совершенно законно для всех значений времени, для которых пригодны уравнения преобразований. С этой точки зрения весь процесс математически прост и ясен, единственная трудность возникает от числа переменных и сложности соотношений между ними.

В главе V было показано, как выразить координаты в задаче двух тел через элементы и время. Пусть $\alpha_1, \dots, \alpha_6$ обозначают элементы орбиты m_1 и $\beta_1, \dots, \beta_6$ — элементы орбиты m_2 . Тогда уравнения для координат в задаче двух тел могут быть написаны так:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= f(\alpha_1, \dots, \alpha_6, t), & x'_1 &= \theta(\alpha_1, \dots, \alpha_6, t), \\ y_1 &= g(\alpha_1, \dots, \alpha_6, t), & y'_1 &= \psi(\alpha_1, \dots, \alpha_6, t), \\ z_1 &= h(\alpha_1, \dots, \alpha_6, t), & z'_1 &= \phi(\alpha_1, \dots, \alpha_6, t), \\ x_2 &= f(\beta_1, \dots, \beta_6, t), & x'_2 &= \theta(\beta_1, \dots, \beta_6, t), \\ y_2 &= g(\beta_1, \dots, \beta_6, t), & y'_2 &= \psi(\beta_1, \dots, \beta_6, t), \\ z_2 &= h(\beta_1, \dots, \beta_6, t), & z'_2 &= \phi(\beta_1, \dots, \beta_6, t). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Теперь сделаем преобразование переменных в уравнениях (12). Забудем на время, что уравнения (15) являются решениями задачи двух тел и

что α_i и β_i являются элементами двух орбит, но рассмотрим уравнения (15) как уравнения, преобразующие уравнения (12) со старыми переменными $x_1, y_1, z_1, x'_1, y'_1, z'_1, x_2, y_2, z_2, x'_2, y'_2, z'_2$ в эквивалентную систему с новыми переменными $\alpha_1, \dots, \alpha_6, \beta_1, \dots, \beta_6$. Преобразования происходят при помощи вычисления производных, встречающихся в (12), и непосредственных подстановок. Производные выражений (15) по отношению к t таковы:

[illegible]

Прямая подстановка (16) в (12) дает:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x_1}{\partial t} - x'_1 + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial x}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= 0, \\ \frac{\partial y_1}{\partial t} - y'_1 + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial y_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= 0, \\ \frac{\partial z_1}{\partial t} - z_1 + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial z}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= 0, \\ \frac{\partial x'_1}{\partial t} + k^2 (S + m_1) \frac{x_1}{r_1^3} + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial x'_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x_1}, \\ \frac{\partial y'_1}{\partial t} + k^2 (S + m_1) \frac{y_1}{r_1^3} + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial y'_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y_1}, \\ \frac{\partial z'_1}{\partial t} + k^2 (S + m_1) \frac{z_1}{r_1^3} + \sum_{i=1}^6 \frac{\partial z'_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z_1} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

и подобные уравнения с $x_3, \dots, z'_2$ и $\beta_1, \dots, \beta_8$. Эти уравнения линейны относительно производных $\frac{da_i}{dt}$ и могут быть решены для них, выражая их через $a_1, \dots, a_8, \beta_1, \dots, \beta_8$ и t при условии, что детерминант из их коэффициентов отличен от нуля.

Но если уравнения (15) являются решением задачи невозмущенного эллиптического движения, то уравнения (17) сильно упрощаются, потому что из (13) видно, что если $a_1, \dots, a_6$ постоянны, то $\frac{dx_i}{dt} - x_i' = 0$ для всех значений t . Частная производная $\frac{\partial x_i}{\partial t}$, если $a_1, \dots, a_6$ рассматри-

ваются как переменные, тождественно с $\frac{dx_1}{dt}$ в случае, если они рассматриваются как постоянные. Поэтому $\frac{\partial x_1}{\partial t} - x'_1 \equiv 0$ и подобным образом $\frac{\partial x'_1}{\partial t} + k^2(S + m_1)\frac{x_1}{r^3} \equiv 0$ и такие же уравнения для y и z . Вследствие этих соотношений уравнения (17) приводятся к виду:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^6 \frac{\partial x_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= 0, & \sum_{i=1}^6 \frac{\partial x'_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x_1}, \\ \sum_{i=1}^6 \frac{\partial y_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= 0, & \sum_{i=1}^6 \frac{\partial y'_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y_1}, \\ \sum_{i=1}^6 \frac{\partial z_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= 0, & \sum_{i=1}^6 \frac{\partial z'_1}{\partial a_i} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z_1} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

и подобные уравнения для β_i . Эти уравнения линейны относительно производных $\frac{da_i}{dt}$ и могут быть решены для них, если детерминант, составленный из их коэффициентов, не равен нулю. Но детерминант линейной системы (18) является детерминантом Якоби первой группы уравнений (15) по отношению к $a_1, \dots, a_6$, и он не может исчезнуть, если эти функции независимы, и дает простое и единственное решение для элементов ¹⁾. Эти функции независимы и обычно дают простые и единственные значения для элементов, так как они являются выражениями для координат в проблеме двух тел. Задача определения элементов по координатам и составляющим скорости была решена в главе V.

Если $m_2 = 0$, то уравнения (18) линейны и однородны, а если детерминант не равен нулю, то они могут быть удовлетворены лишь при $\frac{da_i}{dt} = 0$ ($i = 1, \dots, 6$), т. е. элементы являются постоянными, что, конечно, не ново.

Решая уравнения (18), находим, что:

$$\left. \begin{aligned} \frac{da_i}{dt} &= m_2 \varphi_i(a_1, \dots, a_6; \beta_1, \dots, \beta_6; t) \\ \frac{d\beta_i}{dt} &= m_1 \phi_i(a_1, \dots, a_6; \beta_1, \dots, \beta_6; t) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

где $i = 1, \dots, 6$.

¹⁾ См. «Детерминанты» Бальцера (Baltzer), стр. 141; см. также Э. Гурса, Курс анализа, т. I, ч. 1, ГТТИ, 1934.

Вспомним, что в определении координат в задаче двух тел первый шаг — вычисление средней аномалии, включал среднее движение, определенное уравнением:

$$n_j = \frac{k \sqrt{S + m_j}}{a_j^{\frac{3}{2}}}. \quad (j = 1, 2)$$

Так как n_j зависит от масс планет, то правые части (15), и следовательно (19), содержат m_1 и m_2 неявным образом.

Чтобы оправдать с математической стороны метод интегрирования уравнений (19), применяемый астрономами, необходимо сделать несколько замечаний относительно m_1 и m_2 . Там, где они встречаются неявно в функциях ψ_i и ϕ_i , они рассматриваются как постоянные числа; там, где они являются множителями при ψ_i и ϕ_i , они рассматриваются как параметры, по степеням которых и будет разложено решение. Такое обобщение параметров допустимо, потому что если функция содержит параметр двумя различными путями, то нет причины, почему бы она не могла быть разложена по отношению к параметру, входящему одним образом, а не другим. Если функция вместо того, чтобы быть заданной явным образом, определяется системой дифференциальных уравнений, то то же самое можно сказать относительно разложений решений по степеням параметра. Если притяжения тел зависят от чего-то кроме их масс (измеряемых их инерцией) и их расстояний, как, например, от скорости их вращений или температур, то m_1 и m_2 , поскольку они входят в ψ_i и ϕ_i неявно через n_1 и n_2 , где они определяются численно из их индивидуальных взаимных притяжений с Солнцем, должны отличаться от тех значений, когда они являются множителями при ψ_i и ϕ_i , потому что в последних случаях они определяются из притяжения друг к другу.

Поэтому значения масс m_1 и m_2 , входящих в уравнения (15) и (19) неявно, рассматриваются как постоянные, наперед заданные числа, и нет нужды удерживать их явно; с другой стороны, m_1 и m_2 , являющиеся множителями возмущающих членов уравнений, удерживаются явно, предполагая, что они могут принять любые значения, не превышающие известных пределов.

207. Метод решения. Уравнения (11) являются общими дифференциальными уравнениями движения для задачи трех тел. Уравнения (12) также общие. Никаких приближений при преобразовании переменных с помощью уравнений (15) введено не было; поэтому уравнения (12) общие и строгие. Разница та, что если уравнения (19) проинтегрированы, то вместо координат, как в уравнениях (11), будут найдены элементы, но так как последние могут быть всегда найдены из первых, то это надо рассматривать как решение задачи.

Вместо того чтобы прерывать ход математических рассуждений выводом явных формул уравнений (19), предпочтительнее показать сначала, какими методами они решаются, при этом точно укажем те предположения или приближения, которые будут сделаны.

Если m_1 и m_2 очень малы по сравнению с S , какими они являются в солнечной системе, то орбиты — почти неизменные эллипсы и поэтому a_i и β_i изменяются очень медленно. Следовательно, если их рас-

считать как постоянные в правых частях (19) и уравнения проинтегрировать, то приближенные значения α_i и β_i будут получены для значений t , не слишком удаленных от начального момента. Этот метод, примененный в поясняющем примере предыдущего параграфа, часто принимался астрономами, в особенности в пионерские дни небесной механики. Но всякая теория, которая только приближенна, даже если она удовлетворительна в числовом отношении, не соответствует идеалам науки.

Уравнения (19) принадлежат к типам, которые, как показали Коши и Пуанкаре, могут быть проинтегрированы в виде рядов, расположенных по степеням m_1 и m_2 . Коши доказал, что m_1 , m_2 и t могут быть взяты столь малыми, что ряды сходятся. Пуанкаре доказал более общую теорему¹⁾, что если мгновенные орбиты, по которым движутся тела, в начальное время не пересекаются, то для всякого конечного ряда значений t , m_1 и m_2 могут быть взяты столь малыми, что решения сходятся для каждого значения t в этом интервале. Однако массы не могут быть выбраны произвольно малыми, а даются природой. Поэтому практическая важность добавочных теорем та, что какими бы ни были значения m_1 и m_2 , существует интервал для t , столь ограниченный, что решения уравнений (19) в виде рядов по параметрам m_1 и m_2 сходятся для каждого значения t в этом интервале. В общем, чем больше значения параметров, тем более ограничен интервал. Это, конечно, специальный случай общей теоремы, касающейся разложения решений дифференциальных уравнений типа, к которому относятся уравнения (19), в ряды по степеням параметров²⁾.

Из последней теоремы следует, что если интервал не слишком велик, то решения уравнений (19) могут быть выражены при помощи сходящихся рядов по степеням m_1 и m_2 вида:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i &= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_i^{(j, k)} m_1^j m_2^k, \\ \beta_i &= \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \beta_i^{(j, k)} m_1^j m_2^k, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где верхние индексы при α_i и β_i просто указывают порядок коэффициента. $\alpha_i^{(j, k)}$ и $\beta_i^{(j, k)}$ являются функциями времени, которые требуется определить. Обычно в теории возмущений принималось без доказательств, что это разложение применимо для любого интервала времени. Как указано, можно доказать, что оно применимо для достаточно малого интервала времени; но так как метод доказательств дает лишь предельный интервал, в котором ряды наверное сходятся, а не самый длинный интервал, внутри которого они сходятся, и так как предел почти несомненно слишком мал, то он никогда не вычислялся. Поэтому надо помнить, что метод, которым сейчас будет объяснен, действителен для известного интервала времени, который в теории планет, несомненно, составляет несколько сотен лет.

¹⁾ Les Methodes Nouvelles de la Mécanique Céleste, т. I, стр. 58.

²⁾ См. «Traité d'Analyse» Пикара (Picard), т. II, гл. XI и т. III. См. также Э. Гурса, Курс анализа, т. II, ч. 2. *Прим. ред.*

Подставляя (20) в (19) и разлагая относительно m_1 и m_2 , находим:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{d\alpha_i^{(0,0)}}{dt} + \frac{d\alpha_i^{(0,1)}}{dt} m_2 + \frac{d\alpha_i^{(1,0)}}{dt} m_1 + \frac{d\alpha_i^{(1,1)}}{dt} m_1 m_2 + \frac{d\alpha_i^{(0,2)}}{dt} m_2^2 + \\ & + \frac{d\alpha_i^{(2,0)}}{dt} m_1^2 + \dots = m_2 \varphi_i(\alpha_i^{(0,0)}, \dots, \alpha_6^{(0,0)}; \beta_1^{(0,0)}, \dots, \beta_6^{(0,0)}; t) + \\ & + m_2 \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i}{\partial \alpha_j} (\alpha_j^{(0,1)} m_2 + \alpha_j^{(1,0)} m_1) + \\ & + m_2 \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i}{\partial \beta_j} (\beta_j^{(1,1)} m_2 + \beta_j^{(1,0)} m_1) + \text{высшие члены с } m_1 \text{ и } m_2, \\ & \frac{d\beta_i^{(0,0)}}{dt} + \frac{d\beta_i^{(0,1)}}{dt} m_2 + \frac{d\beta_i^{(1,0)}}{dt} m_1 + \frac{d\beta_i^{(1,1)}}{dt} m_1 m_2 + \frac{d\beta_i^{(0,2)}}{dt} m_2^2 + \\ & + \frac{d\beta_i^{(2,0)}}{dt} m_1^2 + \dots = m_1 \psi_i(\alpha_1^{(0,0)}, \dots, \alpha_6^{(0,0)}; \beta_1^{(0,0)}, \dots, \beta_6^{(0,0)}; t) + \\ & + m_1 \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i}{\partial \alpha_j} (\alpha_j^{(0,1)} m_2 + \alpha_j^{(1,0)} m_1) + m_1 \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i}{\partial \beta_j} (\beta_j^{(0,1)} m_2 + \beta_j^{(1,0)} m_1) + \\ & + \text{высшие члены с } m_1 \text{ и } m_2 \ (i=1, \dots, 6). \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Надо помнить, что в частных производных α_i и β_i соответственно заменены через $\alpha_i^{(0,0)}$ и $\beta_i^{(0,0)}$. Если бы m_1 и m_2 в левой части уравнений (1) не рассматривались как постоянные числа, то φ_i , ψ_i , $\frac{\partial \varphi_i}{\partial \alpha_j}$, $\frac{\partial \varphi_i}{\partial \beta_j}$ и т. д. пришлось бы разложить в ряды по степеням m_1 и m_2 и это сильно усложнило бы работу.

В пределах сходимости коэффициенты при равных степенях m_1 и m_2 в двух частях уравнений равны. Поэтому, приравнявая их, получаем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i^{(0,0)}}{dt} &= 0, \quad (i=1, \dots, 6), \\ \frac{d\beta_i^{(0,0)}}{dt} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i^{(0,1)}}{dt} &= \varphi_i(\alpha_1^{(1,0)}, \dots, \alpha_6^{(0,0)}; \beta_1^{(0,0)}, \dots, \beta_6^{(0,0)}; t), \\ \frac{d\alpha_i^{(1,0)}}{dt} &= 0, \\ \frac{d\beta_i^{(0,1)}}{dt} &= 0, \\ \frac{d\beta_i^{(1,0)}}{dt} &= \psi_i(\alpha_1^{(0,0)}, \dots, \alpha_6^{(0,0)}; \beta_1^{(0,0)}, \dots, \beta_6^{(0,0)}; t), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d\alpha_i^{(1,1)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i}{\partial \alpha_j} \alpha_j^{(1,0)} + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i}{\partial \beta_j} \beta_j^{(1,0)}, \\
 \frac{d\alpha_i^{(0,2)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i}{\partial \alpha_j} \alpha_j^{(0,1)} + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i}{\partial \beta_j} \beta_j^{(0,1)}, \\
 \frac{d\alpha_i^{(2,0)}}{dt} &= 0, \\
 \frac{d\beta_i^{(1,1)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i}{\partial \alpha_j} \alpha_j^{(0,1)} + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i}{\partial \beta_j} \beta_j^{(0,1)}, \\
 \frac{d\beta_i^{(2,0)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i}{\partial \alpha_j} \alpha_j^{(1,0)} + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i}{\partial \beta_j} \beta_j^{(1,0)}, \\
 \frac{d\beta_i^{(0,2)}}{dt} &= 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Интегрируя уравнения (22) и подставляя полученные значения $\alpha_i^{(1,0)}$ и $\beta_i^{(0,0)}$ в уравнения (23), мы приведем последние к квадратурам и сможем проинтегрировать; интегрируя (23) и подставляя выражения для $\alpha_i^{(0,1)}$, $\alpha_i^{(1,0)}$, $\beta_i^{(0,1)}$, $\beta_i^{(1,0)}$ в (24), мы приведем последние к квадратурам и сможем проинтегрировать; этот процесс может быть продолжен бесконечно. Таким образом можно определить коэффициенты рядов (20) и найти значения α_i и β_i с любой желаемой степенью точности для тех значений времени, для которых ряды сходятся.

208. Определение постоянных интегрирования. При интегрировании уравнений (22), (23),... относительно каждого $\alpha_i^{(j,k)}$, $\beta_i^{(j,k)}$ вводятся новые постоянные интегрирования. Определим теперь эти постоянные.

Обозначим постоянную, которая вводится с $\alpha_i^{(j,k)}$, через $-a_i^{(j,k)}$, и которая вводится с $\beta_i^{(j,k)}$ через $-b_i^{(j,k)}$. Так как первая группа дифференциальных уравнений имеет множителем в правых частях m_2 , в то время как вторая группа имеет множителем m_1 , то следует, что:

$$\alpha_i^{(j,0)} = a_i^{(j,0)},$$

$$\beta_i^{(0,k)} = b_i^{(0,k)},$$

где $j=0, \dots, \infty$, $k=0, \dots, \infty$.

Так как $\alpha_i^{(j,k)}$ и $\beta_i^{(j,k)}$ определяются квадратурами, то все постоянные интегрирования просто прибавляются к функциям t , т. е. $\alpha_i^{(j,k)}$ и $\beta_i^{(j,k)}$ имеют форму:

$$\alpha_i^{(j,k)} = f_i^{(j,k)}(t) - a_i^{(j,k)},$$

$$\beta_i^{(j,k)} = g_i^{(j,k)}(t) - b_i^{(j,k)}.$$

Поэтому уравнения (20) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i &= \sum_{j=0}^{\infty} a_i^{(j,0)} m_1^j + \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} (f_i^{(j,k)} - a_i^{(j,k)}) m_1^j m_2^k, \\ \beta_i &= \sum_{k=0}^{\infty} b_i^{(0,k)} m_2^k + \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} (g_i^{(j,k)} - b_i^{(j,k)}) m_1^j m_2^k. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Пусть значения α_i и β_i при $t=t_0$ соответственно равны $\alpha_i^{(0)}$ и $\beta_i^{(0)}$. Тогда при $t=t_0$ уравнения (25) принимают вид:

$$\begin{aligned} \alpha_i^{(0)} &= \sum_{j=0}^{\infty} a_i^{(j,0)} m_1^j + \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} (f_i^{(j,k)} - a_i^{(j,k)})_0 m_1^j m_2^k, \\ \beta_i^{(0)} &= \sum_{k=0}^{\infty} b_i^{(0,k)} m_2^k + \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} (g_i^{(j,k)} - b_i^{(j,k)})_0 m_1^j m_2^k. \end{aligned}$$

Так как ниже известных границ эти уравнения должны быть действительны для всех значений m_1 и m_2 , то коэффициенты при соответствующих степенях m_1 и m_2 в правых и левых частях равны, откуда:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i^{(0,0)} &= \alpha_i^{(0)}, \quad \alpha_i^{(j,0)} = 0, \quad f_i^{(j,k)}(t_0) - a_i^{(j,k)} = 0, \\ \beta_i^{(0,0)} &= \beta_i^{(0)}, \quad \beta_i^{(0,k)} = 0, \quad g_i^{(j,k)}(t_0) - b_i^{(j,k)} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

где $j = 1, \dots, \infty$; $k = 1, \dots, \infty$.

Так как все члены правых частей уравнений (25) кроме первого исчезают при $t=t_0$, то следует, что $\alpha_i^{(0,0)}$ и $\beta_i^{(0,0)}$ являются оскулирующими элементами (§ 172) орбит m_1 и m_2 во время $t=t_0$ и что другие коэффициенты уравнений (20) являются определенными интегралами дифференциальных уравнений, взятых между пределами $t=t_0$ и $t=t$.

209. Члены первого порядка. Члены первого порядка по отношению к массам определяются уравнениями (23). Так как члены нулевого порядка являются оскулирующими элементами в момент t_0 , то дифференциальные уравнения принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i^{(0,1)}}{dt} &= \varphi_i(x_1^{(0)}, \dots, x_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t), \\ \frac{d\beta_i^{(0,1)}}{dt} &= \psi_i(x_1^{(0)}, \dots, x_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t). \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Правые части этих уравнений пропорциональны скоростям, с которыми некоторые элементы орбит двух планет стали бы изменяться в любое время t , если бы две планеты двигались в этот момент строго по первоначальным эллипсам. Поэтому интегралы (27) являются суммами мгновенных действий, или, другими словами, они — суммы изменений, которые имели бы место, если бы силы и их мгновенные результаты были всегда

точно равны таковым в невозмущенных орбитах. Конечно, возмущения изменяют эти условия и производят действия второго, третьего и более высоких порядков. Они входят в коэффициенты высших степеней m_1 и m_2 в уравнениях (20).

Величины $\alpha_i^{(0,1)}$ и $\beta_i^{(1,0)}$ обычно называются возмущениями первого порядка по отношению к массам. Причина ясна, потому что они являются коэффициентами при первой степени масс в рядах (20). В теориях планет нет необходимости переходить к возмущениям высших порядков, за исключением случаев больших планет, когда они близки друг к другу, и при этом сравнительно немногие члены достаточно велики, чтобы быть ощутимыми. В настоящем состоянии теории планет нет необходимости включать члены третьего порядка, кроме как во взаимных возмущениях Юпитера и Сатурна.

Вместо двух планет и Солнца имеется восемь планет и Солнце, так что действительная теория не совсем так проста, как изложенная. Однако, как будет показано, большая сложность бывает главным образом в возмущениях высших порядков. Если бы имелась третья планета m_3 , элементы орбиты которой были бы $\gamma_1, \dots, \gamma_6$, то уравнения (23) приняли бы вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i^{(1,0,0)}}{dt} &= 0, \\ \frac{d\alpha_i^{(0,1,0)}}{dt} &= \varphi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}, \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t), \\ \frac{d\alpha_i^{(0,0,1)}}{dt} &= \varphi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t), \\ \frac{d\beta_i^{(1,0,0)}}{dt} &= \phi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t), \\ \frac{d\beta_i^{(0,1,0)}}{dt} &= 0, \\ \frac{d\beta_i^{(0,0,1)}}{dt} &= \phi_i(\beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t), \\ \frac{d\gamma_i^{(1,0,0)}}{dt} &= \chi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t), \\ \frac{d\gamma_i^{(0,1,0)}}{dt} &= \chi_i(\beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t); \\ \frac{d\gamma_i^{(0,0,1)}}{dt} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Если бы имелось больше планет, то прибавилось бы больше уравнений того же типа. Рассмотрим возмущения первого порядка элементов орбиты m_1 ; они состоят из двух отдельных частей, данных вторым и третьим уравнениями (28), одна часть происходит от притяжения m_2 , а другая — от притяжения m_3 . Поэтому утверждение астрономов о том, что возмущающие действия разных планет можно рассматривать отдельно, правильно для возмущений первого порядка по отношению к массам.

210. Члены второго порядка. Было показано, что $\alpha_i^{(1,0)} = \alpha_i^{(2,0)} = \beta_i^{(0,1)} = \beta_i^{(0,2)} = 0$; поэтому из уравнений (24) следует, что члены второго порядка по отношению к массам определяются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i^{(1,1)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial \beta_j} \beta_j^{(1,0)}, \\ \frac{d\alpha_i^{(0,2)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial \alpha_j} \alpha_j^{(0,1)}, \\ \frac{d\beta_i^{(1,1)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial \alpha_j} \alpha_j^{(0,1)}, \\ \frac{d\beta_i^{(2,0)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \psi_i(\alpha_1^{(0)}, \dots, \alpha_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial \beta_j} \beta_j^{(1,0)}. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

К возмущениям первого порядка относятся такие, которые получились бы, если бы возмущающие силы в каждый момент были такими же, как если бы тела двигались по первоначальным эллипсам. Если тела m_1 и m_2 движутся по кривым, отличающимся от начальных эллипсов, то скорости, с которыми изменяются в каждый момент элементы, отличаются от значений, данных уравнениями (27). Возмущения элементов орбиты m_1 , происходящие от того, что m_2 удаляется от своего первоначального эллипса вследствие возмущений первого порядка, даются уравнениями типа первого (29), потому что если $\beta_j^{(1,0)} = 0$, то следует, что $\alpha_i^{(1,1)}$ также равно нулю. Возмущения элементов орбиты m_1 , происходящие от того, что m_1 удаляется от своего первоначального эллипса вследствие возмущений первого порядка, даются уравнениями типа второго (29), так как если $\alpha_j^{(0,1)} = 0$, то следует, что $\alpha_i^{(0,2)}$ также равно нулю. Подобным путем в элементах орбиты m_2 возникают члены $\beta_i^{(1,1)}$ и $\beta_i^{(2,0)}$. Таким образом возмущения второго порядка исправляют ошибки в членах первого порядка, возмущения третьего порядка исправляют ошибки в членах второго порядка и т. д.

Как говорилось, решения, выраженные рядами по степеням масс, сходятся, если интервал времени взят не слишком большим. Вообще, чем меньше массы планет, тем длиннее время, в течение которого сходятся ряды.

В теории Луны Солнце играет роль возмущающей планеты. Так как его масса слишком велика по сравнению с центральным телом, Землей, то ряды по степеням масс, как дано выше, стали бы сходиться лишь для очень короткого времени, вероятно лишь для нескольких месяцев вместо лет. Такая теория Луны была бы совершенно неудовлетворительной. Поэтому возмущения в теории Луны разлагаются по степеням отношения расстояний Луны и Солнца от Земли, и особые приемы употребляются для избежания вековых членов во всех элементах кроме долготы узла и перигея.

Если имеется третья планета, то возмущения второго порядка значительно сложнее. Пусть m_1 , m_2 и m_3 будут планеты, и рассмотрим возмущения второго порядка элементов орбиты планеты m_1 . Из чисто физических соображений видно, что возникнут следующие виды членов: а) члены, возникающие от возмущающего действия m_2 и m_3 , соответственно происходящие от возмущений первого порядка элементов m_2 и m_3 планетой m_1 ; б) члены, возникающие от возмущающего действия планет m_2 и m_3 вследствие возмущений первого порядка элементов орбиты планеты m_1 планетами m_2 и m_3 ; в) члены, возникающие от возмущающего действия m_2 вследствие возмущений первого порядка элементов орбиты планеты m_1 планетой m_3 ; г) члены, возникающие от возмущающего действия m_3 вследствие возмущений первого порядка элементов орбиты планеты m_1 планетой m_2 ; д) члены, возникающие от возмущающего действия m_3 вследствие возмущений первого порядка элементов орбиты планеты m_1 планетой m_2 , и и) члены, возникающие от возмущающего действия планеты m_3 вследствие возмущений первого порядка элементов планеты m_2 планетой m_1 .

Предполагая, что имеется три планеты, из уравнений (19) и (20) находим члены второго порядка по отношению к массам:

$$\left. \begin{aligned} \frac{da_i^{(1, 1, 0)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial \beta_j} \beta_j^{(1, 0, 0)}, \\ \frac{d\gamma_i^{(1, 0, 1)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t)}{\partial \gamma_j} \gamma_j^{(1, 0, 0)}, \\ \frac{da_i^{(0, 2, 0)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial a_j} a_j^{(0, 1, 0)}, \\ \frac{da_i^{(0, 0, 2)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t)}{\partial \gamma_j} a_j^{(0, 0, 1)} \\ \frac{da_i^{(0, 1, 1)}}{dt} &= \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \beta_1^{(0)}, \dots, \beta_6^{(0)}; t)}{\partial \beta_j} a_j^{(0, 0, 1)} + \\ &+ \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \beta_1^{(1)}, \dots, \beta_6^{(1)}; t)}{\partial \beta_j} \beta_j^{(0, 0, 1)} + \\ &+ \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t)}{\partial a_j} a_j^{(0, 1, 0)} + \\ &+ \sum_{j=1}^6 \frac{\partial \varphi_i(a_1^{(0)}, \dots, a_6^{(0)}; \gamma_1^{(0)}, \dots, \gamma_6^{(0)}; t)}{\partial \gamma_j} \gamma_j^{(0, 1, 0)} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

и подобные уравнения для $\frac{d\beta_i}{dt}$ и $\frac{d\gamma_i}{dt}$.

Первые два уравнения дают возмущения класса (а), так как $\varphi_i(\alpha, \beta)$ и $\varphi_i(\alpha, \gamma)$ являются частями возмущающей функции, соответственно даваемой m_2 и m_3 , в то время как $\beta_j^{(1,0,1)}$ и $\gamma_j^{(1,0,0)}$ являются возмущениями первого порядка элементов орбит m_2 и m_3 планетой m_1 . Подобным образом третье и четвертое уравнения дают возмущения класса (b); первый член пятого уравнения дает возмущения класса (с); второй член класса (d); третий член — класса (е) и четвертый член — класса (f). Отсюда следует, что члены второго порядка не могут быть вычислены отдельно для каждой из возмущающих планет.

Типы членов, которые возникают в возмущениях третьего порядка, можно подобным образом предсказать из физических рассуждений, и эти предсказания могут быть подтверждены при помощи подробного рассмотрения уравнений.

ЗАДАЧИ

1. В уравнениях (3) перед началом интегрирования перенесите член $\nu \cos t$ в левую часть и введите его в уравнения (4). Проведите весь процесс интегрирования с этим изменением.

2. Если уравнения (7) проинтегрированы как ряды по степеням μ и ν , то какого типа функции от t возникнут в членах второго порядка?

3. Напишите уравнения, определяющие члены нулевого, первого и второго порядков в массах, если уравнения (11) проинтегрированы как ряды по m_1 и m_2 . Докажите, что члены нулевого порядка есть координаты, которые имели бы m_1 и m_2 , если бы они были частицами, двигающимися вокруг Солнца по эллипсам, определенным их начальными условиями. Покажите, что уравнения, определяющие члены первого и высших порядков, линейны и неоднородны, вместо того чтобы быть приведенными к квадратурам, как это бывает при употреблении метода вариации параметров.

4. Предположим, что имеется четыре планеты m_1, m_2, m_3, m_4 . Напишите все члены второго порядка по отношению к массам согласно (30) и объясните каждый член.

5. Предположим, что имеется две планеты m_1 и m_2 . Напишите все члены третьего порядка по отношению к массам и объясните каждый из них.

6. Предположим, что $m_1 = m_2 = m_3$ и что планеты расположены в порядке m_1, m_2, m_3 по отношению к их расстоянию от Солнца. Покажите, что из возмущений, определенных уравнениями (30), наиболее важными являются данные первым и третьим уравнениями и вторым членом пятого уравнения, следующими по важности являются возмущения, данные первым, третьим и четвертым членами пятого уравнения, и что наименее важные даются вторым и четвертым уравнениями.

211. Выбор элементов. Чтобы показать, каким образом входят различные виды членов в возмущения первого порядка, необходимо представить уравнения (18) в явной форме. Это было отложено из-за длинных преобразований, пока не была рассмотрена математическая сторона вопроса.

Если рассматриваются члены одного первого порядка, то функции $\varphi_i(\alpha, \beta)$ можно рассматривать независимо от $\psi(\alpha, \beta)$. Вместо обычных элементов можно ввести любые независимые функции элементов. Действительно, один из принятых уже элементов $\pi + \omega + \Omega$ является суммой двух геометрически более простых элементов. Форма $\varphi_i(\alpha, \beta)$ зависит от выбранных элементов; с некоторыми элементами одна довольно проста, а с другими очень сложна. В первом следующем примере элементы будут взяты так, чтобы эти функции были возможно простыми.

В следующих рассуждениях возникнет много сложных выражений. Так как выкладки будут симметричны относительно x, y, z , то для сокращения письма пусть знак S , стоящий перед функцией от x , показывает, что должны быть прибавлены такие же функции от y и z . Так, например:

$$S(x_1x'_2 - x_2x'_1) \equiv (x_1x'_2 - x_2x'_1) + (y_1y'_2 - y_2y'_1) + (z_1z'_2 - z_2z'_1).$$

Начиная с определения скобок и отбрасывая индексы у $x, \dots, z$, которые в дальнейшем не нужны, находим, что:

$$\begin{aligned} \frac{\partial [a_i, a_j]}{\partial t} &= S \left\{ \frac{\partial^2 x}{\partial t \partial t} \frac{\partial x'}{\partial a_j} + \frac{\partial x}{\partial a_i} \frac{\partial^2 x'}{\partial a_j \partial t} - \frac{\partial^2 x'}{\partial a_i \partial t} \frac{\partial x}{\partial a_j} - \frac{\partial x'}{\partial a_i} \frac{\partial^2 x}{\partial a_j \partial t} \right\} = \\ &= \frac{\partial}{\partial a_i} S \left\{ \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial x'}{\partial a_j} - \frac{\partial x'}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial a_j} \right\} + S \left\{ - \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial^2 x}{\partial a_i \partial a_j} + \frac{\partial x'}{\partial t} \frac{\partial^2 x}{\partial a_i \partial a_j} \right\} + \\ &\quad + S \left\{ \frac{\partial x}{\partial a_i} \frac{\partial^2 x'}{\partial a_j \partial t} - \frac{\partial x'}{\partial a_i} \frac{\partial^2 x}{\partial a_j \partial t} \right\} = \\ &= \frac{\partial}{\partial a_i} S \left\{ \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial x'}{\partial a_j} - \frac{\partial x'}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial a_j} \right\} - \frac{\partial}{\partial a_j} S \left\{ \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial x'}{\partial a_i} - \frac{\partial x'}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial a_i} \right\}. \end{aligned}$$

Частные производные координат по времени таковы же в возмущенном движении, как полные производные в невозмущенном движении. Поэтому это уравнение как следствие уравнений (14) принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial [a_i, a_j]}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial a_i} S \left\{ \frac{\partial \Omega}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial a_j} + \frac{\partial \Omega}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial a_j} \right\} - \frac{\partial}{\partial a_j} S \left\{ \frac{\partial \Omega}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial a_i} + \frac{\partial \Omega}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial a_i} \right\} = \\ &= \frac{\partial}{\partial a_i} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial a_j} \right) - \frac{\partial}{\partial a_j} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial a_i} \right) = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial a_i \partial a_j} - \frac{\partial^2 \Omega}{\partial a_j \partial a_i} = 0, \end{aligned}$$

что доказывает теорему, что скобки не содержат t явным образом. Это было трудно предвидеть, так как каждая величина, появляющаяся в скобках, является явной функцией t .

Так как скобки не содержат явно время, то они могут быть вычислены для любой эпохи и в частности для $t=t_0$. Уравнения становятся очень простыми, если координаты во время $t=t_0$ взять за элементы $a_1, \dots, a_6$. Это допустимо, так как обычные элементы определяются этими величинами, и обратно. Не следует предполагать, что они постоянны; они такие величины, что если по ним вычислены элементы и затем вычислены координаты для любого времени, употребляя эти элементы, то будут получены правильные результаты. Так как в возмущенном движении элементы меняются вместе со временем, то значения координат в $t=t_0$ также меняются. Иначе рассуждая, если употреблены оскулирующие элементы эпохи t и если вычислены координаты во время $t=t_0$, то в случае возмущенного движения найдем, что координаты в $t=t_0$ изменятся и что это есть требуемые значения координат.

Обозначим координаты во время $t=t_0$ через $x_0, \dots, z'_0$, тогда:

$$[x_0, y_0] = S \left\{ \frac{\partial x_0}{\partial x_0} \frac{\partial x'_0}{\partial y'_0} - \frac{\partial x'_0}{\partial x_0} \frac{\partial y_0}{\partial y'_0} \right\},$$

что равняется нулю, потому что x'_0 не зависит от y_0 и x_0 . Подобным образом:

$$\left. \begin{aligned} [y_0, z_0] = [z_0, x_0] = [x'_0, y'_0] = [y'_0, z'_0] = [z'_0, x'_0] = [x_0, y_0] = 0, \\ [x_0, y'_0] = [x_0, z'_0] = [y_0, x'_0] = [y_0, z'_0] = [z_0, x'_0] = [z_0, y'_0] = 0, \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

но

$$[x_0, x'_0] = [y_0, y'_0] = [z_0, z'_0] = 1, \quad (37)$$

поэтому уравнения (33) в этом случае принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_0}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x'_0}, & \frac{dx'_0}{dt} &= -m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x_0}, \\ \frac{dy_0}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y'_0}, & \frac{dy'_0}{dt} &= -m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y_0}, \\ \frac{dz_0}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z'_0}, & \frac{dz'_0}{dt} &= -m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z_0}. \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Всякая система дифференциальных уравнений формы (38) называется *канонической системой* и обладает свойствами, делающими ее особенно ценной в теоретических исследованиях. Существует теорема, что всякая динамическая задача, в которой силы могут быть представлены как частные производные потенциальной функции, может быть выражена в этой форме; и если возможно придать задаче каноническую форму, то это возможно сделать в бесконечно многих системах зависящих переменных ¹⁾.

Если уравнения (38) будут решены, то они дадут значения координат в момент t_0 , которые надо использовать для получения истинных координат во время t , при предположении, что планета движется по невозмущенному эллипсу в течение $t - t_0$. Если переменные будут эллиптическими элементами, то решения уравнений дадут элементы, которые будут использованы для вычисления координат во время t , когда предполагается, что они постоянны в течение интервала $t - t_0$. Таким образом, когда элементы найдены, то остальное вычисление относится к невозмущенному движению.

214. Переход к обыкновенным элементам. Элементы, употребляемые в астрономии, не являются координатами в эпоху $t = t_0$, но суть элементы Ω, i, a, e, π и T (или $\epsilon = \pi - nT$), которые выражены в § 86, 87 и 88 через начальные условия. Поэтому необходимо преобразовать уравнения (38) в такие, которые включают лишь элементы, которыми действительно пользуются астрономы.

Пусть s представляет какой-нибудь из элементов $\Omega, i, a, e, \pi, \epsilon$. Его можно выразить символически через начальные условия так:

$$s = f(x_0, y_0, z_0, x'_0, y'_0, z'_0). \quad (39)$$

¹⁾ См. добавление I в конце книги. *Прим. ред.*

и затем преобразовывая к более употребительным. Дальнейшее основано на изложении Тиссерана метода Лагранжа ¹⁾.

Пусть плоскость xu есть плоскость эклиптики (рис. 60), $\varnothing P$ — проекция орбиты на небесную сферу, Π — проекция точки перигелия и P — проекция положения планеты во время t . Вместо π и ϵ введем новые элементы ω и σ , определенные уравнениями:

$$\omega = \pi - \varnothing, \quad \tau = -nT. \quad (42)$$

Следующие уравнения или даны в § 98 или получаются из рис. 60 при помощи основных формул тригонометрии:

$$\left. \begin{aligned} n &= \frac{k \sqrt{S + m_1}}{a^{\frac{3}{2}}}, & \operatorname{tg} \frac{v}{2} &= \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2}, \\ E - e \sin E &= nt + \sigma, & \cos v &= \frac{\cos E - e}{1 - e \cos E}, \\ r &= a(1 - e \cos E), & \sin v &= \frac{\sqrt{1-e^2} \sin E}{1 - e \cos E}, \\ x &= r \{ \cos(v + \omega) \cos \varnothing - \sin(v + \omega) \sin \varnothing \cos i \}, \\ y &= r \{ \cos(v + \omega) \sin \varnothing + \sin(v + \omega) \cos \varnothing \cos i \}, \\ z &= r \sin(v + \omega) \sin i. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

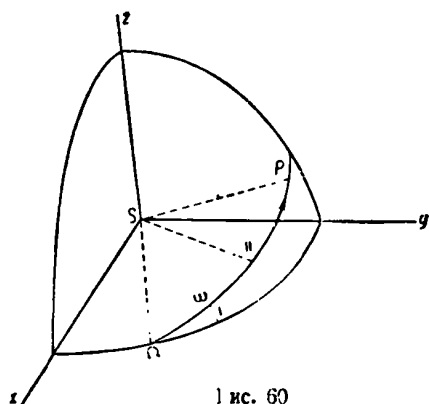
Из этих уравнений и их производных по времени можно вычислить частные производные координат по элементам. Элементы выбраны таким

образом, что они делятся на две группы, имеющие разные свойства; $\varnothing, i$ и ω определяют положение плоскости движения и ориентировку орбиты в плоскости, а a, e и τ определяют размеры и форму орбиты и положение планеты в ее орбите. Поэтому координаты в орбите могут быть выражены через элементы первой и второй групп, и координаты в пространстве могут быть найдены из них при помощи одной первой группы.

Возьмем новую систему осей с началом в Солнце, направим положительный конец оси ξ к точке

перигелия, ось η — на 90° вперед в плоскости орбиты и ось ζ — перпендикулярно к плоскости орбиты. Обозначим направляющие косинусы между осью x и осями ξ, η и ζ через $\alpha, \alpha', \alpha''$; между осью y и осями η, ζ

¹⁾ См. добавление I в конце книги. *Прим. ред.*



и ξ — через β, β', β'' и между осью z и осями ξ, η и ζ — через $\gamma, \gamma', \gamma''$. Тогда из рис. 60 следует, что:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \cos \omega \cos \varnothing - \sin \omega \sin \varnothing \cos i, \\ \beta &= \cos \omega \sin \varnothing + \sin \omega \cos \varnothing \cos i, \\ \gamma &= \sin \omega \sin i, \\ \alpha' &= -\sin \omega \cos \varnothing - \cos \omega \sin \varnothing \cos i, \\ \beta' &= -\sin \omega \sin \varnothing + \cos \omega \cos \varnothing \cos i, \\ \gamma' &= \cos \omega \sin i \\ \alpha'' &= \sin \varnothing \sin i, \\ \beta'' &= -\cos \varnothing \sin i, \\ \gamma'' &= \cos i. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Между этими девятью направляющими косинусами существуют, как это легко можно показать, соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 &= 1, & \alpha\alpha' + \beta\beta' + \gamma\gamma' &= 0, \\ \alpha'^2 + \beta'^2 + \gamma'^2 &= 1, & \alpha'\alpha'' + \beta'\beta'' + \gamma'\gamma'' &= 0, \\ \alpha''^2 + \beta''^2 + \gamma''^2 &= 1, & \alpha''\alpha + \beta''\beta + \gamma''\gamma &= 0, \\ \alpha &= \beta'\gamma'' - \gamma'\beta'', & \alpha' &= \beta''\gamma - \gamma'\beta, & \alpha'' &= \beta\gamma' - \gamma\beta', \\ \beta &= \gamma'\alpha'' - \alpha'\gamma'', & \beta' &= \gamma''\alpha - \alpha''\gamma, & \beta'' &= \gamma\alpha' - \alpha\gamma', \\ \gamma &= \alpha'\beta'' - \beta'\alpha'', & \gamma' &= \alpha''\beta - \beta''\alpha, & \gamma'' &= \alpha\beta' - \beta\alpha'. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Из (43) и (44) и определения новой системы осей следует, что:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= r \cos v = a (\cos E - e), \\ \eta &= a \sqrt{1 - e^2} \sin E, \\ \frac{\partial E}{\partial t} &= \frac{n}{1 - e \cos E}, \\ \xi' &= \frac{-na \sin E}{1 - e \cos E} = \frac{-k \sqrt{S + m_1} \sin E}{\sqrt{a} (1 - e \cos E)}, \\ \eta' &= \frac{na \sqrt{1 - e^2} \cos E}{1 - e \cos E} = \frac{k \sqrt{S + m_1} \sqrt{1 - e^2} \cos E}{\sqrt{a} (1 - e \cos E)}, \\ x &= a\xi + \alpha'\eta, & y &= \beta\xi + \beta'\eta, & z &= \gamma\xi + \gamma'\eta, \\ x' &= a\xi' + \alpha'\eta', & y' &= \beta\xi' + \beta'\eta', & z' &= \gamma\xi' + \gamma'\eta', \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

где штрихи при x, y, z, ξ, η и ζ обозначают первые производные по t .

Частные производные от $\alpha, \dots, \gamma''$ по элементам могут быть вычислены раз навсегда; они находятся из (44):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial \omega} &= \alpha', & \frac{\partial \alpha'}{\partial \omega} &= -\alpha, & \frac{\partial \alpha''}{\partial \omega} &= 0, \\ \frac{\partial \beta}{\partial \omega} &= \beta', & \frac{\partial \beta'}{\partial \omega} &= -\beta, & \frac{\partial \beta''}{\partial \omega} &= 0, \\ \frac{\partial \gamma}{\partial \omega} &= \gamma', & \frac{\partial \gamma'}{\partial \omega} &= -\gamma, & \frac{\partial \gamma''}{\partial \omega} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial \Omega} &= -\beta, & \frac{\partial \alpha'}{\partial \Omega} &= -\beta', & \frac{\partial \alpha''}{\partial \Omega} &= -\beta'', \\ \frac{\partial \beta}{\partial \Omega} &= \alpha, & \frac{\partial \beta'}{\partial \Omega} &= \alpha', & \frac{\partial \beta''}{\partial \Omega} &= \alpha'', \\ \frac{\partial \gamma}{\partial \Omega} &= 0, & \frac{\partial \gamma'}{\partial \Omega} &= 0, & \frac{\partial \gamma''}{\partial \Omega} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial i} &= \alpha'' \sin \omega, & \frac{\partial \alpha'}{\partial i} &= \alpha'' \cos \omega, & \frac{\partial \alpha''}{\partial i} &= +\sin \Omega \cos i, \\ \frac{\partial \beta}{\partial i} &= \beta'' \sin \omega, & \frac{\partial \beta'}{\partial i} &= \beta'' \cos \omega, & \frac{\partial \beta''}{\partial i} &= -\cos \Omega \cos i, \\ \frac{\partial \gamma}{\partial i} &= \gamma'' \sin \omega, & \frac{\partial \gamma'}{\partial i} &= \gamma'' \cos \omega, & \frac{\partial \gamma''}{\partial i} &= -\sin i, \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Нужно вычислить столько скобок, сколько имеется сочетаний из шести элементов, взятых по два, т. е. $\frac{6!}{2!4!} = 15$. Три из них содержат элементы лишь первой группы; девять — один элемент первой группы и один второй и три содержат лишь элементы второй группы. Пусть K и L представляют любые два элемента первой группы Ω, i, ω ; P и Q — любые элементы второй группы α, β, γ . Тогда скобки Лагранжа, которые надо вычислить, таковы:

$$\left. \begin{aligned} \text{a) } [K, L] &= S \left\{ \frac{\partial \tau}{\partial K} \frac{\partial x'}{\partial L} - \frac{\partial x'}{\partial K} \frac{\partial \tau}{\partial L} \right\} \quad (3 \text{ уравнения}), \\ \text{b) } [K, P] &= S \left\{ \frac{\partial \tau}{\partial K} \frac{\partial x'}{\partial P} - \frac{\partial x'}{\partial K} \frac{\partial \tau}{\partial P} \right\} \quad (9 \text{ уравнений}), \\ \text{c) } [P, Q] &= S \left\{ \frac{\partial \tau}{\partial P} \frac{\partial x'}{\partial Q} - \frac{\partial x'}{\partial P} \frac{\partial \tau}{\partial Q} \right\} \quad (3 \text{ уравнения}). \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Из (46) находим, что:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \tau}{\partial K} &= \xi \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \eta \frac{\partial \alpha'}{\partial K}, & \frac{\partial x'}{\partial K} &= \xi \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \eta \frac{\partial \alpha'}{\partial K}, \\ \frac{\partial \tau}{\partial P} &= \alpha \frac{\partial \xi}{\partial P} + \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial P}, & \frac{\partial x'}{\partial P} &= \alpha \frac{\partial \xi}{\partial P} + \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial P} \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

и такие же уравнения с u и z .

216. Вычисление $[\omega, \Omega]$, $[\Omega, i]$, $[i, \omega]$. Пусть S указывает, что надо взять сумму функций, симметричных относительно α , β и γ . Тогда первое уравнение (50) вследствие (51) принимает вид:

$$[K, L] = (\xi_1' - \eta_1 \xi') S \left\{ \frac{\partial \alpha}{\partial K} \frac{\partial \alpha'}{\partial L} - \frac{\partial \alpha'}{\partial K} \frac{\partial \alpha}{\partial L} \right\}.$$

Но закон площадей (§ 89) дает:

$$\xi_1' - \eta_1 \xi' = \xi \frac{d\zeta}{dt} - \zeta \frac{d\xi}{dt} = K \sqrt{(S + m_1) a (1 - e^2)} = na^2 \sqrt{1 - e^2},$$

поэтому

$$[K, L] = na^2 \sqrt{1 - e^2} S \left\{ \frac{\partial \alpha}{\partial K} \frac{\partial \alpha'}{\partial L} - \frac{\partial \alpha'}{\partial K} \frac{\partial \alpha}{\partial L} \right\}. \quad (52)$$

Вычисляя правую часть этого уравнения при помощи (47), (48) и (49) и приводя при помощи (45), находим, что скобки, содержащие элементы одной первой группы, имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} [\omega, \Omega] &= na^2 \sqrt{1 - e^2} (-\alpha\beta - \alpha'\beta' + \alpha\beta' + \alpha'\beta') = 0, \\ [\Omega, i] &= na^2 \sqrt{1 - e^2} \{ (\alpha\beta'' - \beta\alpha'') \cos \omega + (\beta'\alpha'' - \alpha'\beta'') \sin \omega \} = \\ &= na^2 \sqrt{1 - e^2} (-\gamma' \cos \omega - \gamma \sin \omega) = -na^2 \sqrt{1 - e^2} \sin i, \\ [i, \omega] &= -na^2 \sqrt{1 - e^2} \{ (\alpha'x'' - \beta'\beta'' + \gamma'\gamma'') \cos \omega + \\ &\quad + (\alpha'x' + \beta''\beta + \gamma''\gamma) \sin \omega \} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

217. Вычисление $[K, P]$. Вторые уравнения (50) вследствие (51) принимают вид:

$$\begin{aligned} [K, P] &= S \left\{ \left[\xi \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \eta \frac{\partial \alpha'}{\partial K} \right] \left[\alpha \frac{\partial \xi'}{\partial P} + \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial P} \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[\zeta \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \eta_1 \frac{\partial \alpha'}{\partial K} \right] \left[\alpha \frac{\partial \zeta}{\partial P} + \alpha \frac{\partial \eta_1}{\partial P} \right] \right\} = \\ &= + \left[\alpha \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \beta \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma \frac{\partial \gamma}{\partial K} \right] \left[\xi \frac{\partial \xi'}{\partial P} - \xi \frac{\partial \xi}{\partial P} \right] + \\ &\quad + \left[\alpha' \frac{\partial \alpha'}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta'}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma'}{\partial K} \right] \left[\xi \frac{\partial \xi'}{\partial P} - \eta_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial P} \right] + \\ &\quad + \left[\alpha \frac{\partial \alpha'}{\partial K} + \beta \frac{\partial \beta'}{\partial K} + \gamma \frac{\partial \gamma'}{\partial K} \right] \left[\eta_1 \frac{\partial \xi'}{\partial P} - \eta_1 \frac{\partial \zeta}{\partial P} \right] + \\ &\quad + \left[\alpha' \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma}{\partial K} \right] \left[\xi \frac{\partial \eta_1}{\partial P} - \xi \frac{\partial \eta}{\partial P} \right]. \end{aligned}$$

Из уравнений (45), (47), (48) и (49) следует, что:

$$\begin{aligned} \alpha \frac{\partial a}{\partial K} + \beta \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma \frac{\partial \gamma}{\partial K} &= 0, \\ \alpha' \frac{\partial \alpha'}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta'}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma'}{\partial K} &= 0, \\ \alpha \frac{\partial \alpha'}{\partial K} + \beta \frac{\partial \beta'}{\partial K} + \gamma \frac{\partial \gamma'}{\partial K} &= - \left[\alpha' \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma}{\partial K} \right]; \end{aligned}$$

поэтому:

$$\begin{aligned} [K, P] &= \left[\alpha' \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma}{\partial K} \right] \cdot \left[\xi \frac{\partial \eta'}{\partial P} + \eta' \frac{\partial \xi}{\partial P} - \xi' \frac{\partial \eta}{\partial P} - \eta \frac{\partial \xi'}{\partial P} \right] = \\ &= \left[\alpha' \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma}{\partial K} \right] \frac{\partial (\xi \eta' - \eta \xi')}{\partial P} = \\ &= k \sqrt{S+m_1} \left[\alpha' \frac{\partial \alpha}{\partial K} + \beta' \frac{\partial \beta}{\partial K} + \gamma' \frac{\partial \gamma}{\partial K} \right] \frac{\partial \sqrt{P}}{\partial P}. \end{aligned} \quad (54)$$

Пусть P по очереди равно a , e , z . Тогда находим, что:

$$\left. \begin{aligned} k \sqrt{S+m_1} \frac{\partial \sqrt{a(1-e^2)}}{\partial a} &= \frac{na}{2} \sqrt{1-e^2}, \\ k \sqrt{S+m_1} \frac{\partial \sqrt{a(1-e^2)}}{\partial e} &= -\frac{na^2 e}{\sqrt{1-e^2}}, \\ k \sqrt{S+m_1} \frac{\partial \sqrt{a(1-e^2)}}{\partial \sigma} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

Пусть K в уравнениях (54) по очереди равно ω , $\delta\omega$, i и используем (55) тогда находим, что:

$$\left. \begin{aligned} [\omega, a] &= \frac{na}{2} \sqrt{1-e^2}, & [\omega, e] &= \frac{-na^2 e}{\sqrt{1-e^2}}, & [\omega, z] &= 0, \\ [\delta\omega, a] &= \frac{na}{2} \sqrt{1-e^2} \cos i, & [i, a] &= 0, & [i, e] &= 0, \\ [\delta\omega, e] &= \frac{-na^2 e}{\sqrt{1-e^2}} \cos i, & [\delta\omega, \sigma] &= 0, & [i, z] &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

218. Вычисление $[a, e]$, $[e, \sigma]$, $[\sigma, a]$. Вследствие уравнений (51) третье уравнение (50) принимает вид:

$$\begin{aligned} [P, Q] &= S \left\{ \left[\alpha \frac{\partial \xi}{\partial P} + \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial P} \right] \left[\alpha \frac{\partial \xi'}{\partial Q} + \alpha' \frac{\partial \eta'}{\partial Q} \right] - \left[\alpha \frac{\partial \xi'}{\partial P} + \alpha' \frac{\partial \eta'}{\partial P} \right] \left[\alpha \frac{\partial \xi}{\partial Q} + \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial Q} \right] \right\} = \\ &= + (\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2) \left[\frac{\partial \xi}{\partial P} \frac{\partial \xi'}{\partial Q} - \frac{\partial \xi}{\partial Q} \frac{\partial \xi'}{\partial P} \right] + (\alpha'^2 + \beta'^2 + \gamma'^2) \left[\frac{\partial \eta}{\partial P} \frac{\partial \eta'}{\partial Q} - \frac{\partial \eta}{\partial Q} \frac{\partial \eta'}{\partial P} \right] + \\ &+ (2\alpha\alpha' + 2\beta\beta' + 2\gamma\gamma') \left[\frac{\partial \xi}{\partial P} \frac{\partial \eta'}{\partial Q} - \frac{\partial \xi}{\partial Q} \frac{\partial \eta'}{\partial P} + \frac{\partial \xi}{\partial Q} \frac{\partial \eta}{\partial P} - \frac{\partial \xi'}{\partial P} \frac{\partial \eta}{\partial Q} \right]. \end{aligned}$$

Вследствие уравнений (45) правая часть этого уравнения приводится к:

$$[P, Q] = \frac{\partial \xi}{\partial P} \frac{\partial \xi'}{\partial Q} - \frac{\partial \xi}{\partial Q} \frac{\partial \xi'}{\partial P} + \frac{\partial \eta}{\partial P} \frac{\partial \eta'}{\partial Q} - \frac{\partial \eta}{\partial Q} \frac{\partial \eta'}{\partial P}. \quad (57)$$

Так как скобки не содержат время явным образом, то после образования частных производных для t может быть задано любое значение. Частные производные становятся наипростейшими, когда $t = T$, время прохождения через перигелий. Для этого значения t , $E = 0$, $r = a(1 - e)$, и из уравнений (46) находим, что ¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial a} &= 1 - e, & \frac{\partial \eta}{\partial a} &= 0, & \frac{\partial \xi'}{\partial a} &= 0, & \frac{\partial \eta'}{\partial a} &= -\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial e} &= -a, & \frac{\partial \eta}{\partial e} &= 0, & \frac{\partial \xi'}{\partial e} &= 0, & \frac{\partial \eta'}{\partial e} &= \frac{1}{1-e} \cdot \frac{na}{\sqrt{1-e^2}}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial \sigma} &= 0, & \frac{\partial \eta}{\partial \sigma} &= a \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}, & \frac{\partial \xi'}{\partial \sigma} &= \frac{-na}{(1-e)^2}, & \frac{\partial \eta'}{\partial \sigma} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Тогда уравнение (57) дает:

$$[a, e] = 0, \quad [e, \tau] = 0, \quad [\tau, a] = \frac{na}{2}. \quad (59)$$

Используя соотношение $[a_i, a_j] = -[a_j, a_i]$ и выражения (53), (56) и (59), мы напомним уравнения (33) в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{na}{2} \sqrt{1-e^2} \frac{da}{dt} - \frac{na^2 e}{\sqrt{1-e^2}} \frac{de}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \omega}, \\ -na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i \frac{di}{dt} + \frac{na}{2} \sqrt{1-e^2} \cos i \frac{da}{dt} - \\ &\quad - \frac{na^2 e}{\sqrt{1-e^2}} \cos i \frac{de}{dt} = m_1 \frac{\partial R_1}{\partial \delta_0}, \\ na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i \frac{d\delta_0}{dt} &= m_3 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i}, \\ -\frac{na}{2} \sqrt{1-e^2} \frac{d\omega}{dt} - \frac{na}{2} \sqrt{1-e^2} \cos i \frac{d\delta_0}{dt} - \frac{na}{2} \frac{d\tau}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial a}, \\ -\frac{na^2 e}{\sqrt{1-e^2}} \frac{d\omega}{dt} + \frac{na^2 e \cos i}{\sqrt{1-e^2}} \frac{d\delta_0}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e}, \\ \frac{na}{2} \frac{da}{dt} &= m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \tau}. \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

¹⁾ Надо помнить, что a и e входят явно, а также неявно через E и n , потому что E определяется уравнением:

$$E = e \sin E = n(t - T) = \frac{k \sqrt{S + m_1}}{a^{\frac{3}{2}}} (t - T).$$

Тогда, например, $\frac{\partial \xi}{\partial a} = \cos E - e - a \sin E \frac{\partial E}{\partial a} = 1 - e$, когда $t = T$, и т. д.

Эти уравнения легко решаются относительно производных и дают:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{m_2}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i}, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{m_2 \cos i}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \omega} - \frac{m_2}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \Omega}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{m_2 \cos i}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i} + \frac{m_2 \sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e}, \\ \frac{da}{dt} &= \frac{2m_2}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial a}, \\ \frac{de}{dt} &= \frac{m_2 (1-e^2)}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e} - \frac{m_2 \sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \omega}, \\ \frac{d\sigma}{dt} &= -\frac{m_2 (1-e^2)}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e} - \frac{2m_2}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial a}. \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Пертурбационная функция $R_{1,2}$ содержит элемент a явным образом, а также неявно через n , которое входит лишь в форме $nt + \sigma$. Следовательно, последнее уравнение (61) принимает вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{m_2 (1-e^2)}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e} - \frac{2m_2}{na} \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial a} \right) - \frac{2m_2}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial n} \frac{dn}{da}, \quad (62)$$

где частная производная в скобках указывает, что производная взята лишь по явно входящему параметру.

Из формулы $nt + \sigma$ следует, что:

$$\frac{2m_2}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial n} = \frac{2m_2 t}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \sigma} = t \frac{da}{dt}. \quad (63)$$

В § 225–227 будет показано, что $\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \sigma}$ есть сумма периодических членов, поэтому σ , определенная уравнением (62), содержит члены, являющиеся произведениями t на тригонометрические члены. Очевидно, такой элемент неудобен при употреблении больших значений t . Для избежания этой трудности Леверье употребил ¹⁾ в качестве элемента вместо σ среднюю долготу от перигелия. Она определяется при помощи формулы:

$$l = \int n \, dt + \sigma, \quad (64)$$

откуда

$$\frac{dl}{dt} = n + t \frac{dn}{dt} + \frac{d\sigma}{dt}. \quad (65)$$

¹⁾ Annales de l'Observatoire de Paris, т. I, стр. 255.

Так как $n = \frac{k\sqrt{S+m}}{a^2}$, то следует, что:

$$\frac{\partial n}{\partial a} = -\frac{3}{2} \frac{n}{a}, \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{3n}{2a} \frac{da}{dt}. \quad (66)$$

Поэтому при помощи (62) уравнение (65) принимает вид:

$$\frac{dl}{dt} = n - \frac{m_2(1-e^2)}{na^2e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e} - \frac{2m_2}{na} \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial a} \right). \quad (67)$$

Так как $\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial R_{1,2}}{\partial l}$, то четвертое и пятое уравнения, в которые входят лишь частные производные от $R_{1,2}$ по ε , не изменяются по форме. Поэтому, если l введено вместо ε повсюду в (61), то уравнения не изменятся по форме, и надо брать частную производную от $R_{1,2}$ по a лишь поскольку a входит явно.

219. Переход от Ω_C , ω и ε к Ω_C , π и ε . Преобразование от элементов Ω_C , ω и ε к Ω_C , π и ε легко, потому что соотношения между ω и ε и π и ε очень просты. Из определений § 214 и 215 следует, что:

$$\left. \begin{aligned} \Omega_C &= \Omega_C, \\ \omega &= \pi - \Omega_C, \\ \varepsilon &= \varepsilon - \pi, \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Omega_C}{dt} &= \frac{d\Omega_C}{dt}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{d\pi}{dt} - \frac{d\Omega_C}{dt}, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{d\pi}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Решая (68) относительно Ω_C , π и ε , находим, что:

$$\left. \begin{aligned} \Omega_C &= \Omega_C, \\ \pi &= \omega + \Omega_C, \\ \varepsilon &= \varepsilon + \pi = \varepsilon + \omega + \Omega_C. \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

Отсюда преобразования частных производных даются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \Omega_C} &= \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \Omega_C} \right) \frac{\partial \Omega_C}{\partial \Omega_C} + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \pi} \right) \frac{\partial \pi}{\partial \Omega_C} + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \Omega_C} = \\ &= \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \Omega_C} \right) + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \pi} \right) + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right), \\ \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \omega} &= \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \Omega_C} \right) \frac{\partial \Omega_C}{\partial \omega} + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \pi} \right) \frac{\partial \pi}{\partial \omega} + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} = \\ &= \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \pi} \right) + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right), \\ \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} &= \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \Omega_C} \right) \frac{\partial \Omega_C}{\partial \varepsilon} + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \pi} \right) \frac{\partial \pi}{\partial \varepsilon} + \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varepsilon} = \left(\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right). \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Подставляя (69) и (71) в (61) и опуская скобки при частных производных и решая для производных элементов по t , находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\delta}{dt} &= \frac{m_2}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i}, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{-m_2}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \delta} - \frac{m^2 \operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \left[\frac{\partial R_{1,2}}{\partial \pi} + \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} \right], \\ \frac{d\pi}{dt} &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i} + \frac{m_1 \sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e}, \\ \frac{da}{dt} &= \frac{2m_2}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon}, \\ \frac{de}{dt} &= -m_2 \sqrt{1-e^2} \frac{1 - \sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \varepsilon} - \frac{m_2 \sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i}, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i} + m_2 \sqrt{1-e^2} \frac{1 - \sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e} - \frac{2m_2}{na} \frac{\partial R_{1,2}}{\partial a}. \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Эти уравнения ¹⁾ вместе с соответствующими для элементов планеты m^2 образуют строгую систему дифференциальных уравнений для определения движения планет m_1 и m_2 по отношению к Солнцу, если не имеется иных сил, кроме взаимных притяжений трех тел. Если $R_{1,2}$ выражено через время и оскулирующие элементы в эпоху t_0 , то уравнения (72) становятся явными выражениями для первой половины системы (27) и определяют возмущения элементов первого порядка по отношению к массам.

220. Введение прямоугольных составляющих возмущающего ускорения. Уравнения (72) требуют для их применения, чтобы $R_{1,2}$ было выражено сначала через элементы, после чего должны быть образованы частные производные. В некоторых случаях, в особенности в орбитах комет, удобно иметь скорости вариации элементов, выраженные через три прямоугольные составляющие возмущающего ускорения.

Разложим возмущающее ускорение на три прямоугольных составляющих W, S, R , где W является составляющей ускорения, перпендикулярной к плоскости орбиты с положительным направлением к северному полюсу; S является составляющей в плоскости орбиты, действующей под прямым углом к радиусу-вектору с положительным направлением, образующим угол меньше чем 90° с направлением движения; R — составляющей, действующей вдоль радиуса-вектора с положительным направлением от Солнца. Составляющие, употребленные в предыдущей главе, очевидно, могут быть применены здесь вместо этих, но получающиеся уравнения будут менее просты.

Для получения требуемых уравнений необходимо лишь выразить частные производные от $R_{1,2}$ по элементам через W, S и R и подставить

¹⁾ Индекс 1, который был отброшен у координат и элементов в § 213, должен быть снова введен, когда пишут уравнения двух или нескольких планет.

их в (61) или (72) в зависимости от группы взятых элементов. Сделаем преобразование для элементов, фигурирующих в уравнениях (61).

Величины $m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x}$, $m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y}$, $m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z}$ являются составляющими возмущающего ускорения, параллельными соответствующим неподвижным осям. Из элементарных свойств разложения и суммирования ускорений следует, что $m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x}$ равно сумме проекций W , S и R на ось x и аналогично для других.

Пусть u представляет аргумент широты или расстояние от восходящего узла до планеты P (рис. 61). Тогда из основных формул тригонометрии следует, что:

$$\left. \begin{aligned} m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x} &= +R(\cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i) - \\ &\quad - S(\sin u \cos \Omega + \cos u \sin \Omega \cos i) + W \sin \Omega \sin i, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y} &= +R(\cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i) - \\ &\quad - S(\sin u \sin \Omega - \cos u \cos \Omega \cos i) - W \cos \Omega \sin i, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z} &= +R \sin u \sin i + S \cos u \sin i + W \cos i. \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Пусть s представляет любой из элементов $\Omega, \dots, \varpi$; тогда:

$$\frac{\partial^2 R_{1,2}}{\partial s^2} = \frac{\partial R_{1,2}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial s} + \frac{\partial R_{1,2}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial s} + \frac{\partial R_{1,2}}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial s}. \quad (74)$$

Производные $\frac{\partial R_{1,2}}{\partial x}$, $\frac{\partial R_{1,2}}{\partial y}$, $\frac{\partial R_{1,2}}{\partial z}$ даны в (73), и если $\frac{\partial x}{\partial s}$, $\frac{\partial y}{\partial s}$, $\frac{\partial z}{\partial s}$ найдены, то преобразование может быть сразу выполнено.

Из уравнений (51) следует:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial K} &= \xi \frac{\partial a}{\partial K} + \eta \frac{\partial e}{\partial K}, & \frac{\partial x}{\partial P} &= \alpha \frac{\partial \xi}{\partial P} + \alpha' \frac{\partial \eta}{\partial P}, \\ \frac{\partial y}{\partial K} &= \xi \frac{\partial \beta}{\partial K} + \tau_1 \frac{\partial \beta'}{\partial K}, & \frac{\partial y}{\partial P} &= \beta \frac{\partial \xi}{\partial P} + \beta' \frac{\partial \eta}{\partial P}, \\ \frac{\partial z}{\partial K} &= \xi \frac{\partial \gamma}{\partial K} + \tau_1 \frac{\partial \gamma'}{\partial K}, & \frac{\partial z}{\partial P} &= \gamma \frac{\partial \xi}{\partial P} + \gamma' \frac{\partial \eta}{\partial P}, \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

где K — любой из элементов Ω, i, ω и P — любой из элементов a, e, ϖ .

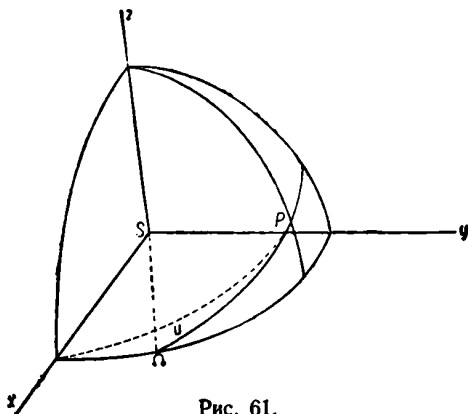


Рис. 61.

Величины $\alpha, \dots, \gamma'$ определены формулами (44), и их производные даются выражениями в (47), (48) и (49); производные $\frac{\partial \xi}{\partial P}$ и $\frac{\partial \eta}{\partial P}$ вычисляются из (46). После довольно длинных, но простых приведений находим, что:

$$\left. \begin{aligned} m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \xi} &= S r \cos i - W r \cos u \sin i, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial i} &= W r \sin u, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \omega} &= S r, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial a} &= R \frac{r}{a}, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial e} &= -R a \cos v + S \left[1 + \frac{r}{p} \right] a \sin v, \\ m_2 \frac{\partial R_{1,2}}{\partial \sigma} &= \frac{R a v}{\sqrt{1-e^2}} \sin v + S \frac{a^2}{r} \sqrt{1-e^2}. \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Поэтому уравнения (61) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} &= \frac{r \sin u}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} W, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{r \cos u}{na^2 \sqrt{1-e^2}} W, \\ \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2} \cos v}{nae} R + \frac{\sqrt{1-e^2}}{nae} \left[1 + \frac{r}{p} \right] \sin v S - \frac{r \sin u \operatorname{ctg} i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} W, \\ \frac{da}{dt} &= \frac{2e \sin v}{n \sqrt{1-e^2}} R + \frac{2a \sqrt{1-e^2}}{nr} S, \\ \frac{de}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2} \sin v}{na} R + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 r} \left[a^2 \left(\frac{1-e^2}{r} - r \right) \right] S, \\ \frac{dz}{dt} &= -\frac{1}{na} \left[\frac{2r}{a} - \frac{1}{e} \frac{e^2}{r} \cos v \right] R - \frac{(1-e^2)}{nae} \left[1 + \frac{r}{p} \right] \sin v S. \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

ЗАДАЧИ

1. Выразите составляющие S и R , найденные в этой главе, через T и N , которые были употреблены в главе IX § 174.

$$\begin{aligned} \text{Омс. } S &= \frac{(1+e \cos v)}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} T + \frac{e \sin v}{\sqrt{1+e^2+2e \cos v}} N, \\ R &= \frac{e \sin v}{1+e^2+2e \cos v} T - \frac{1+e \cos v}{1+e^2+2e \cos v} N. \end{aligned}$$

2. При помощи уравнений задачи 1 выразите вариации элементов $\Omega, \dots, \sigma$ в T и N и проверьте все результаты, содержащиеся в таблице § 182.

3. Объясните, почему $\frac{d\omega}{dt}$ содержит член, зависящий от W .

2. Предположим, что возмущаемое тело движется в сопротивляющейся среде; найдите уравнения для вариации элементов:

$$\begin{aligned} \text{Омс. } \frac{d\delta}{dt} &= 0, \quad \frac{da}{dt} = \frac{2V(1-e^2)}{nae} \cdot \frac{\sin v}{V(1+e^2+2e\cos v)} T, \\ \frac{di}{dt} &= 0, \quad \frac{da}{dt} = \frac{2V(1+e^2+2e\cos v)}{nV(1-e^2)} T, \\ \frac{de}{dt} &= \frac{2V(1-e^2)(\cos v+e)}{naV(1+e^2+2e\cos v)} T, \\ \frac{d\tau}{dt} &= -\frac{2(1-e^2)(1+e^2+e\cos v)\sin v}{nae(1+e\cos v)V(1+e^2+2e\cos v)} T. \end{aligned}$$

5. Рассмотрите, каким образом изменяются элементы в последней задаче, включающей значения v , для которых максимум и минимум в скоростях изменения бывает, когда T постоянно и когда оно прямо пропорционально квадрату скорости.

6. Выведите уравнения, соответствующие (17), для элементов δ, i, τ, a, e и т.д.

$$\begin{aligned} \text{Омс. } \frac{d\delta}{dt} &= \frac{r \sin u}{naV(1-e^2)\sin i} W, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{r \cos u}{naV(1-e^2)} W, \\ \frac{d\tau}{dt} &= 2 \sin^2 \frac{i}{2} \frac{d\delta}{dt} + \frac{1-e^2}{nae} \left\{ R \cos v + S \left(1 + \frac{r}{p} \right) \sin v \right\}, \\ \frac{da}{dt} &= -\frac{2}{nV(1-e^2)} \left(Re \sin v + S \frac{p}{r} \right), \\ \frac{de}{dt} &= \frac{1-e^2}{na} \left\{ R \sin v + S \left(\frac{e \cos v}{1+e \cos v} + \cos v \right) \right\}, \\ \frac{d\epsilon}{dt} &= -\frac{2rR}{na^2} + \frac{e^2}{1+V(1-e^2)} \frac{d\tau}{dt} + 2V(1-e^2) \sin^2 \frac{i}{2} \frac{d\delta}{dt}. \end{aligned}$$

221. Разложение пертурбационной функции. Для применения уравнений (72) пертурбационная функция $R_{1,2}$ должна быть выражена явным образом через элементы и время. В дальнейшем мы будем рассматривать лишь возмущения первого порядка; поэтому, согласно с результатами § 208, элементы, входящие в $R_{1,2}$, являются оскулирующими элементами в эпоху t_0 .

В обозначениях § 203 пертурбационная функция имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} R_{1,2} &= k \left[\frac{1}{r_{1,2}} - \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{r_2^2} \right], \\ r_{1,2} &= V(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2, \\ r_2 &= Vx_2^2 + y_2^2 + z_2^2. \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

Возмущающие силы, очевидно, скорее зависят от взаимных наклонностей орбит, чем от их независимых наклонностей к основной неподвижной плоскости. Поэтому удобнее разложить $R_{1,2}$ в ряд по взаимной

наклоности. Так как этот угол может быть выражен через i_1 , i_2 , Ω_1 и Ω_2 , то частные производные от $R_{1,2}$ по этим элементам будут отчасти зависеть от их неявного вхождения в этот угол.

Разложение пертурбационной функции состоит из трех шагов ¹⁾:

а) Разложение $R_{1,2}$ в ряд по степеням квадрата синуса половины взаимной наклонности орбит.

б) Разложение коэффициентов ряда, полученного в «а», в ряд по степеням e_1 и e_2 .

в) Разложение коэффициентов предыдущего ряда в ряд Фурье по средним долготам двух планет и угловым переменным π_1 , π_2 , Ω_1 и Ω_2 .

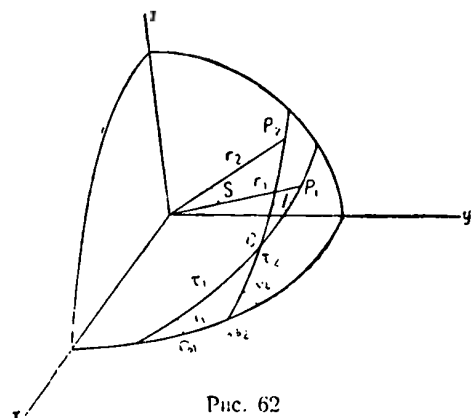


Рис. 62

Из-за недостатка места приходится ограничиться общим изложением действий, требуемых для произведения полного разложения. Подробное изложение дано в «Mécanique Céleste» Тиссерана, т. I, гл. XII, до XVIII включительно.

222. а) Разложение $R_{1,2}$ по взаимной наклонности. Пусть S представляет угол между радиусами r_1 и r_2 , тогда (рис. 62):

$$\frac{1}{r_{1,2}} = (r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos S)^{-\frac{1}{2}}. \quad (79)$$

Пусть α_1 , β_1 , γ_1 представляют углы между r_1 и соответственно осями x , y и z , а для r_2 эти углы обозначим через α_2 , β_2 и γ_2 . Тогда

$$x_1 = r_1 \cos \alpha_1, \quad y_1 = r_1 \cos \beta_1, \quad z_1 = r_1 \cos \gamma_1 \text{ и т. д.} \quad (80)$$

и

$$\begin{aligned} x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2 &= \\ &= r_1 r_2 (\cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \gamma_1 \cos \gamma_2) = r_1 r_2 \cos S. \end{aligned} \quad (81)$$

Пусть I представляет угол между двумя орбитами, а τ_1 и τ_2 — расстояние от их восходящих узлов до точки их пересечения. Из сферического треугольника $P_1 P_2 C$ находим значение $\cos S$:

$$\left. \begin{aligned} \cos S &= \cos(u_1 - \tau_1) \cos(u_2 - \tau_2) + \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \cos I, \\ \text{или} \\ \cos S &= \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1) - 2 \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \sin^2 \frac{I}{2}, \\ u_1 - \tau_1 &= v_1 + \pi_1 - \Omega_1 - \tau_1, \\ u_2 - \tau_2 &= v_2 + \pi_2 - \Omega_2 - \tau_2. \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

¹⁾ Имеется много более или менее важных изменений изложенного здесь метода, который основан на работе Леверье в *Annales de l'Observatoire de Paris*, т. I.

Величины I , τ_1 , τ_2 определяются с помощью формул Гаусса, примененных к треугольнику $\delta\zeta_1 \delta\zeta_2 C$:

$$\left. \begin{aligned} \sin I \sin \tau_1 &= \sin i_2 \sin (\delta\zeta_1 - \delta\zeta_2), \\ \sin I \sin \tau_2 &= \sin i_1 \sin (\delta\zeta_1 - \delta\zeta_2), \\ \sin I \cos \tau_1 &= \sin i_1 \cos i_2 - \cos i_1 \sin i_2 \cos (\delta\zeta_1 - \delta\zeta_2), \\ \sin I \cos \tau_2 &= -\cos i_1 \sin i_2 + \sin i_1 \cos i_2 \cos (\delta\zeta_1 - \delta\zeta_2), \\ \cos I &= \cos i_1 \cos i_2 + \sin i_1 \sin i_2 \cos (\delta\zeta_1 - \delta\zeta_2). \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Для простоты I , τ_1 и τ_2 будут сохранены, но надо помнить, что когда берутся частные производные от $R_{1,2}$, то они являются функциями от i_1 , i_2 , $\delta\zeta_1$ и $\delta\zeta_2$.

Вследствие уравнений (79), (81) и (82) пертурбационная функция может быть написана в форме:

$$\left. \begin{aligned} R_{1,2} &= [r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)]^{-\frac{1}{2}} \times \\ &\times \left[1 + \frac{4r_1 r_2 \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \sin^2 \frac{I}{2}}{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)} \right]^{-\frac{1}{2}} - \\ &- \frac{r_1}{r_2} \left[\cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1) - 2 \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \sin^2 \frac{I}{2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Радиусы r_1 и r_2 не зависят от I . Второй множитель первого члена правой части этого уравнения можно разложить по формуле бинома в абсолютно сходящийся ряд по степеням $\sin^2 \frac{I}{2}$, пока абсолютное числовое значение:

$$\frac{4r_1 r_2 \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \sin^2 \frac{I}{2}}{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)} \quad (85)$$

меньше единицы. Эта дробь меньше или в крайнем случае равна:

$$\frac{4r_1 r_2 \sin^2 \frac{I}{2}}{(r_1 - r_2)^2}. \quad (86)$$

Если это выражение меньше единицы для значений, которые могут принять r_1 и r_2 в данных эллипсах, то разложение (84) пригодно для всех значений времени. В случае больших планет оно всегда очень мало, наибольшее значение относится к Меркурию и Марсу, 0,0118. В возмущениях малых планет Юпитером оно часто непригодно, так как I иногда имеет значительную величину, в то время как $r_2 - r_1$ может быть малым.

В случае Марса и Эроса $r_2 - r_1$ может действительно исчезнуть, и, следовательно, этот способ разложения непригоден. Излишне говорить, что он вообще неприменим в орбитах комет.

В случаях, если разложение (84) пригодно, выражение для $R_{1,2}$ принимает вид:

$$R_{1,2} = \left. \begin{aligned} & + [r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)]^{-\frac{1}{2}} - \\ & - r_1 r_2 [r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)]^{-\frac{3}{2}} \times \\ & \quad \times 2 \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \sin^2 \frac{I}{2} + \\ & + r_1^2 r_2^2 [r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)]^{-\frac{5}{2}} \times \\ & \quad \times 6 \sin^2(u_1 - \tau_1) \sin^2(u_2 - \tau_2) \sin^4 \frac{I}{2} + \\ & + \dots - \\ & - \frac{r_1}{r_2^2} \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1) + \\ & + \frac{2r}{r_2^2} \sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2) \sin^2 \frac{I}{2} . \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

223. б) Разложение коэффициентов по степеням e_1 и e_2 . Радиусы r_1 и r_2 соответственно изменяются от $a_1(1 - e_1)$ и $a_2(1 - e_2)$ до $a_1(1 + e_1)$ и $a_2(1 + e_2)$.

Пусть:

$$r_1 = a_1(1 + \rho_1), \quad r_2 = a_2(1 + \rho_2). \quad (88)$$

Углы u_1 и u_2 выражаются через истинные аномалии v_1 и v_2 и элементы при помощи уравнений (82). Истинные аномалии равны средним аномалиям плюс уравнения центра, которые обозначим через w_1 и w_2 . Пусть l_1 и l_2 представляют средние долготы, отсчитываемые от оси x (рис. 62), тогда:

$$u_1 - \tau_1 = l_1 - \Omega_1 - \tau_1 + w_1, \quad u_2 - \tau_2 = l_2 - \Omega_2 - \tau_2 + w_2. \quad (89)$$

Из (81) следует, что $R_{1,2}$ может быть написано в форме:

$$R_{1,2} = F[a_1(1 + \rho_1), a_2(1 + \rho_2)],$$

где F — однородная функция от a_1 и a_2 степени -1 . Поэтому

$$R_{1,2} = \frac{1}{1 + \rho_2} F \left[a_1 + a_1 \frac{\rho_1 - \rho_2}{1 + \rho_2}, a_2 \right]. \quad (90)$$

Правая часть этого равенства может быть разложена по формуле Тейлора, и мы получим:

$$R_{1,2} = \frac{1}{1+\rho_2} \left\{ F(a_1, a_2) + \frac{\rho_1 - \rho_2}{1+\rho_2} \frac{1}{1} \frac{\partial F(a_1, a_2)}{\partial a_1} + \right. \\ \left. + \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{1+\rho} \right)^2 \frac{a_1^2}{1 \cdot 2} \frac{\partial^2 F(a_1, a_2)}{\partial a_1^2} + \dots \right\} \quad (91)$$

Выражения $\left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{1+\rho} \right)^i$ могут быть разложены в ряд по степеням ρ_1 и ρ_2 . Но в уравнении (62), § 100 ρ дано как ряд по степеням e , коэффициентами которого являются косинусы кратных дуг средней аномалии. Производя эти разложения и подстановки в (91), мы можем представить $R_{1,2}$ в виде степенного ряда по e_1 и e_2 . Эти действия должны быть выполнены над отдельными членами ряда (87), так что полученный ряд располагается по степеням e_1 , e_2 и $\sin^2 \frac{f}{2}$. Углы ω_1 и ω_2 также зависят соответственно от e_1 и e_2 , но их разложение будет введено лишь после следующего этапа.

224. с) Разложение в ряды Фурье. Первый член в скобках (91) получается путем замены r_1 и r_2 соответственно на a_1 и a_2 в (87). Вышние члены содержат производные от F по a_1 . Обращаясь к явному ряду в (87), мы видим, что надо рассмотреть разложение выражений типа:

$$(a_1 a_2)^{\frac{\gamma-1}{2}} [a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)]^{-\frac{\gamma}{2}},$$

где γ является нечетным целым числом.

Пусть $u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1 = \psi$. Из теории рядов Фурье известно, что если a_1 и a_2 не равны, как это и предполагается, то $[a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos \psi]^{-\frac{\gamma}{2}}$ может быть разложено в ряд по косинусам кратных от ψ , который сходится для всех значений ψ , т. е.

$$(a_1 a_2)^{\frac{\gamma-1}{2}} [a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos \psi]^{-\frac{\gamma}{2}} = \frac{1}{2} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} B_i^{(\gamma)} \cos i \psi, \quad (92)$$

где $B_i^{(\gamma)} = B_i^{(\gamma-1)}$.

Коэффициенты $B_i^{(\gamma)}$, конечно, даются интегралом Фурье:

$$B_i^{(\gamma)} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (a_1 a_2)^{\frac{\gamma-1}{2}} [a_1^2 + a_2^2 - 2a_1 a_2 \cos \psi]^{-\frac{\gamma}{2}} \cos i \psi d\psi,$$

но благодаря трудности нахождения интеграла в этой специальной задаче удобнее поступить иначе.

Пусть $z = e^{V-1\psi}$, где e обозначает основание неперовых логарифмов. Тогда:

$$2 \cos \psi = z + z^{-1}, \quad 2 \cos i \psi = z^i + z^{-i}.$$

Предположим, что $a_2 > a_1$, и пусть $\frac{a_1}{a_2} = \alpha$; тогда (92) принимает вид:

$$\frac{\frac{\nu-1}{2}}{a_2} (1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \psi)^{-\frac{\nu}{2}} = \frac{1}{2} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} B_i^{(\nu)} \cos i\psi. \quad (93)$$

Пусть:

$$(1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \psi)^{-\frac{\nu}{2}} = (1 - \alpha z)^{-\frac{\nu}{2}} (1 - \alpha z^{-1})^{-\frac{\nu}{2}} = \frac{1}{2} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} b_i^{(\nu)} z^i.$$

Тогда

$$B_i^{(\nu)} = \frac{\frac{\nu-1}{2}}{a_2} b_i^{(\nu)}. \quad (94)$$

Так как абсолютные значения αz и αz^{-1} меньше единицы для всех действительных значений ψ , то множители $(1 - \alpha z)^{-\frac{\nu}{2}}$ и $(1 - \alpha z^{-1})^{-\frac{\nu}{2}}$ могут быть разложены по формуле бинома в сходящиеся ряды по степеням αz и αz^{-1} . Коэффициент z^i в произведении этих рядов равен $\frac{1}{2} b_i^{(\nu)}$, после чего $B_i^{(\nu)}$ получается из (94). Легко найдем, что общий член произведения разложений таков:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} b_i^{(\nu)} = & \frac{\frac{\nu}{2} \left(\frac{\nu}{2} + 1 \right) \cdots \left(\frac{\nu}{2} + i - 1 \right)}{i!} \alpha^i \left[1 + \frac{\frac{\nu}{2} - \frac{\nu}{2} + i}{1} \alpha^2 + \right. \\ & \left. + \frac{\frac{\nu}{2} \left(\frac{\nu}{2} + 1 \right) \cdots \left(\frac{\nu}{2} + i - 1 \right)}{(i-1)(i-2)} \alpha^4 + \dots \right]. \end{aligned} \quad (95)$$

Таким образом коэффициенты при $\rho_1^2 \rho_2^2 \left(\sin^2 \frac{l}{2} \right)^k$ разлагаются в ряды Фурье по $\cos i(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)$. Но эти функции умножены на $\sin(u_1 - \tau_1) \sin(u_2 - \tau_2)$, возведенные в разные степени [уравнение (87)]. Эти степени синусов должны быть приведены к синусам и косинусам кратных аргументов и к произведениям, образованным с $\cos i(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)$, и снова сделано приведение к синусам и косинусам кратных друг. Окончательные тригонометрические члены будут иметь форму $\cos(j_1 u_1 + j_2 u_2 + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2)$, где j_1, j_2, k_1 и k_2 являются целыми числами. Вследствие (89) это выражение может быть представлено в виде:

$$\left. \begin{aligned} & \cos(j_1 l_1 + j_2 l_2 - j_1 \delta_1 - j_2 \delta_2 + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2 + j_1 w_1 + j_2 w_2) = \\ & = \cos(j_1 l_1 + j_2 l_2 - j_1 \delta_1 - j_2 \delta_2 + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2) \times \\ & \times \{ \cos(j_1 w_1) \cos(j_2 w_2) - \sin(j_1 w_1) \sin(j_2 w_2) \} \\ & - \sin(j_1 l_1 + j_2 l_2 - j_1 \delta_1 - j_2 \delta_2 + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2) \times \\ & \times \{ \sin(j_1 w_1) \cos(j_2 w_2) + \cos(j_1 w_1) \sin(j_2 w_2) \}. \end{aligned} \right\} \quad (96)$$

Так как:

$$l_1 = \delta\epsilon_1 + \omega_1 + n_1(t_0 - T_1) + n_1(t - t_0) - n_1 t + \varepsilon_1,$$

$$l_2 = \delta\epsilon_2 + \omega_2 + n_2(t_0 - T_2) + n_2(t - t_0) - n_2 t + \varepsilon_2,$$

то первые множители членов в правой части уравнения не зависят от e_1 и e_2 . Величины $\cos(j_1 \omega_1)$ и т. д. должны быть разложены обычными методами в степенные ряды по ω_1 и ω_2 . Но $\omega_1 = v_1 - M_1$, $\omega_2 = v_2 - M_2$, а эти величины были разложены в ряды по степеням e_1 и e_2 [уравнение (64) § 100], коэффициенты которых суть ряды Фурье с кратными средней аномалии как аргументами. Подставляя эти ряды для e_1 и e_2 в разложения второго множителя членов правой части (96) и приводя степени синусов и косинусов средней аномалии к синусам и косинусам кратных дуг средней аномалии и умножая на:

$$\cos(j_1 l_1 + j_2 l_2 - j_1 \delta\epsilon_1 - j_2 \delta\epsilon_2 + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2)$$

и

$$\sin(j_1 l_1 + j_2 l_2 - j_1 \delta\epsilon_1 - j_2 \delta\epsilon_2 + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2)$$

и снова приводя к синусам и косинусам кратных аргументов, мы разложим выражение (96) в ряды по степеням e_1 и e_2 , коэффициенты которых являются рядами по синусам и косинусам от сумм кратных l_1 , l_2 , $\delta\epsilon_1$, $\delta\epsilon_2$, τ_1 , τ_2 , M_1 , M_2 . Но $M_1 = l_1 - \pi_1$, $M_2 = l_2 - \pi_2$, поэтому аргументы будут l_1 , l_2 , $\delta\epsilon_1$, $\delta\epsilon_2$, τ_1 , τ_2 , π_1 , π_2 , где τ_1 и τ_2 являются функциями от $\delta\epsilon_1$, $\delta\epsilon_2$, l_1 и l_2 , определенными уравнениями (83).

Если описанные разложения и приведения полностью выполнены, то $R_{1,2}$ будет представлено в виде степенных рядов по e_1 , e_2 и $\sin^2 \frac{l}{2}$, коэффициенты которых являются рядами синусов и косинусов аргументов кратных l_1 , l_2 , $\delta\epsilon_1$, $\delta\epsilon_2$, τ_1 , τ_2 , π_1 , π_2 , причем коэффициенты каждого тригонометрического члена зависят от отношения больших полуосей. Если знаки при $\delta\epsilon_1$, $\delta\epsilon_2$, π_1 , π_2 , τ_1 , τ_2 , ε_1 , ε_2 и t изменить, то величина $R_{1,2}$, определяемая (84), очевидно, не изменится, поэтому рассматриваемое разложение содержит только косинусы аргументов. Отсюда

$$\left. \begin{aligned} R_{1,2} &= \sum C \cos D, \\ D &= j_1(n_1 t + \varepsilon_1) + j_2(n_2 t + \varepsilon_2) - j_1' \Omega_1 - j_2' \delta\epsilon_2 + \\ &\quad + k_1 \tau_1 + k_2 \tau_2 + k_1' \pi_1 + k_2' \pi_2, \\ C &= f(n_1, n_2, e_1, e_2, \sin^2 \frac{l}{2}), \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

где $j_1, \dots, j_2'$ принимают все целые значения, положительные, отрицательные и нуль, а суммирование распространяется на все эти значения.

Из предыдущего ясно, что ряд для $R_{1,2}$ очень сложен, и в каждом особом случае для получения этого разложения требуется много труда.

Левьерс выполнил полное разложение всех членов до седьмого порядка включительно относительно e_1 , e_2 , $\sin^2 \frac{i}{2}$, и объем работы таков, что потребовалось пятьдесят три страницы большого формата в первом томе «Annales de l'Observatoire de Paris», чтобы выписать результаты.

225. Периодические вариации. Из уравнений (82) и (97) следует, что скорости изменения элементов m_1 даются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\delta_1}{dt} &= \frac{m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \sum \left\{ \frac{\partial C}{\partial i_1} \cos D - \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] C \sin D \right\}, \\ \frac{di_1}{dt} &= \frac{m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2} \sin i_1} \sum \left\{ j_1' - k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \delta_1} - k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \delta_1} \right\} C \sin D + \\ &\quad + \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \sum \left\{ k_1' + j_1 + k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \pi_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \pi_1} \right\} C \sin D, \\ \frac{d\tau_1}{dt} &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \sum \left\{ \frac{\partial C}{\partial i_1} \cos D - \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] C \sin D \right\} + \\ &\quad + \frac{m_2 \sqrt{1-e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \frac{\partial C}{\partial e_1} \cos D, \\ \frac{d\pi_1}{dt} &= \frac{2m_2}{n_1 a_1} \sum j_1 C \sin D, \\ \frac{de_1}{dt} &= m_2 \sqrt{1-e_1^2} \frac{1}{n_1 a_1^2 e_1} \sum j_1 C \sin D + \\ &\quad + \frac{m_2 \sqrt{1-e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \left\{ k_1' - k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \pi_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \pi_1} \right\} C \sin D, \\ \frac{d\epsilon_1}{dt} &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \sum \left\{ \frac{\partial C}{\partial i_1} \cos D - \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] C \sin D \right\} + \\ &\quad + m \sqrt{1-e_1^2} \frac{1}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \frac{\partial C}{\partial e_1} \cos D - \frac{2m}{n_1 a_1} \sum \frac{\partial C}{\partial a_1} \cos D. \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

Возмущения первого порядка элементов орбиты m_1 по отношению к массе m_2 получим, интегрируя эти уравнения, рассматривая элементы в правых частях как постоянные. Подобные члены должны быть прибавлены для каждой возмущающей планеты.

Члены, входящие в $R_{1,2}$, разделяются на три класса: а) такие, в которых $j_1 n_1 + j_2 n_2$ отлично от нуля; б) такие, в которых $j_1 n_1 + j_2 n_2$ очень мало, но отличается от нуля; в) такие, в которых $j_1 n_1 + j_2 n_2$ равняется нулю. Ввиду этого напомним:

$$R_{1,2} = \sum C_0 \cos D_0 + \sum C_2 \cos D_1 + \sum C_2 \cos D_2,$$

где три суммы в правой части содержат соответственно эти три класса

членов. Поэтому возмущения первого порядка и первого класса элементов m_1 со стороны m_2 напишутся в виде:

$$\begin{aligned}
 (\Omega_1^{(0,1)}) - (\Omega_1^{(0,1)})_{t_0} &= \frac{m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2} \sin i_1} \times \\
 &\times \sum \left\{ \frac{\partial C_0}{\partial i_1} \frac{\sin D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} + \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} \right\}, \\
 (i_1^{(0,1)}) - (i_1^{(0,1)})_{t_0} &= \frac{m_1}{n_1 a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2} \sin i_1} \times \\
 &\times \sum \left\{ j_1' - k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \delta_1} - k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \delta_1} \right\} \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} - \\
 &- \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2}} \sum \left\{ k_1' + j_1 + k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \pi_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \pi_1} \right\} \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2}, \\
 (\pi_1^{(0,1)}) - (\pi_1^{(0,1)})_{t_0} &= \\
 &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2}} \sum \left\{ \frac{\partial C_0}{\partial i_1} \frac{\sin D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} + \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} \right\} + \\
 &+ \frac{m_2 \sqrt{1 - e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \frac{\partial C_0}{\partial e_1} \frac{\sin D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2}, \quad (99) \\
 (a_1^{(0,1)}) - (a_1^{(0,1)})_{t_0} &= \frac{2m_2}{n_1 a_1} \sum j_1 \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2}, \\
 (e_1^{(0,1)}) - (e_1^{(0,1)})_{t_0} &= -m_2 \sqrt{1 - e_1^2} \frac{1 - \sqrt{1 - e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum j_1 \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} - \\
 &- \frac{m_2 \sqrt{1 - e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \left\{ k_1' + k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \pi_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \pi_1} \right\} \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2}, \\
 (\varepsilon_1^{(0,1)}) - (\varepsilon_1^{(0,1)})_{t_0} &= \\
 &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1 - e_1^2}} \sum \left\{ \frac{\partial C_0}{\partial i_1} \frac{\sin D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} + \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] \frac{C_0 \cos D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} \right\} + \\
 &+ m_2 \frac{1 - \sqrt{1 - e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \frac{\partial C_0}{\partial e_1} \frac{\sin D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2} - \\
 &- \frac{2m_2}{n_1 a_1} \sum \frac{\partial C_0}{\partial a_1} \frac{\sin D_0}{j_1 n_1 + j_2 n_2}.
 \end{aligned}$$

Эти члены чисто периодические с периодами $\frac{2\pi}{j_1 n_1 + j_2 n_2}$ и составляют *периодические вариации*. Каждый элемент подвержен им, завися от бесконечного числа таких членов, периоды которых различны. Чем больше $j_1 n_1 + j_2 n_2$, тем короче период члена и обычно тем меньше его коэффициент.

Метод представления движения планет при помощи ряда периодических членов несколько аналогичен теории эпициклов Птолемея, потому что каждый член отдельно эквивалентен прибавлению малого кругового движения к существующему ранее. Эта теория сложнее теории Птолемея тем, что она прибавляет беспрестанно эпицикл на эпицикл, но она проще теории Птолемея, потому что она вытекает из одного простого принципа закона тяготения.

226. Вариации долгого периода. Буквы j_1 и j_2 представляют все положительные и отрицательные целые числа и нуль. Поэтому за исключением того, когда n_1 и n_2 несоизмеримы между собою, существуют такие j_1 и j_2 , отличные от нуля, что $j_1 n_1 + j_2 n_2 = 0$. Но тогда D есть постоянная, и интеграл таким путем не образуется. Однако будут ли n_1 и n_2 несоизмеримыми или нет, можно найти такую пару чисел, что $j_1 n_1 + j_2 n_2$ очень мало. Соответствующий член будет большим, если C не слишком мало. В полном рассмотрении разложения $R_{1,2}$ показывается, что порядок C относительно $e_1, e_2, \sin^2 \frac{I}{2}$ по меньшей мере равняется числовому значению $j_1 + j_2$ (см. «Mécanique Céleste» Тиссерана, т. I, стр. 308). Так как n_1 и n_2 оба положительные, то одно из чисел j_1, j_2 должно быть положительным, а другое отрицательным, для того чтобы сумма $j_1 n_1 + j_2 n_2$ была мала. Чем ближе между собой j_1 и j_2 по числовой величине, тем меньше числовое значение $j_1 + j_2$ и, следовательно, тем больше C . Если средние движения двух планет таковы, что они почти соизмеримы между собою, причем отношение n_1 к n_2 выражается малыми целыми числами, то большие члены в возмущениях возникают от присутствия этих малых делителей. Период такого члена равен $\frac{2\pi}{j_1 n_1 + j_2 n_2}$, что очень велико, откуда название: долгий период. Эти члены даны уравнениями той же формы, как (90), но с ограничением, что $j_1 n_1 + j_2 n_2$ должно быть очень мало.

При геометрическом рассмотрении условие, что периоды близко соизмеримы и их отношение выражается малыми целыми числами, означает, что точки соединения повторяются почти в той же части орбит с лишь немногими промежуточными соединениями. Крайний случай тот, в котором не имеется промежуточных соединений, т. е. когда j_1 и j_2 разнятся по числовой величине на единицу.

Средние движения Юпитера и Сатурна близки к отношению пяти к двум. Следовательно, $j_1 = 2, j_2 = -5$ дают член долгого периода, и порядок коэффициента C равен абсолютной величине разности $2 - 5$, т. е. 3. Причина долгопериодического неравенства Юпитера и Сатурна была открыта Лапласом в 1784 г. при вычислении возмущений третьего порядка в e_1 и e_2 . Длина периода в случае этих двух планет примерно 850 лет.

227. Вековые вариации. Выражение D не зависит от времени для всех членов, в которых $j_1 = j_2 = 0$. Частные производные от D по элементам также не зависят от времени; поэтому, выделяя эти члены из (95) и интегрируя их, находим:

$$\begin{aligned}
 [\Omega_1^{(0,1)}] &= \frac{m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \times \\
 &\times \sum \left\{ \frac{C_2}{a_{i_1}} \cos D_2 - \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] C_2 \sin D_2 \right\} (t-t_0), \\
 [\dot{\Omega}_1^{(0,1)}] &= \frac{-m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \times \\
 &\times \sum \left\{ j'_1 - k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \delta_{01}} - k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \delta_{01}} \right\} C_2 \sin D_2 \cdot (t-t_0) + \\
 &\quad \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \times \\
 &\times \sum \left\{ k'_1 + k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \pi_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \pi_1} \right\} C_2 \sin D_2 \cdot (t-t_0), \\
 [\pi_1^{(0,1)}] &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \times \\
 &\times \sum \left\{ \frac{\partial C_2}{\partial i_1} \cos D_2 - \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] C_2 \sin D_2 \right\} (t-t_0) + \\
 &\quad + \frac{m_2 \sqrt{1-e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \frac{\partial C_2}{\partial e_1} \cos D_2 \cdot (t-t_0), \\
 a[\pi_1^{(0,1)}] &= 0, \\
 [e_1^{(0,1)}] &= \frac{m_2 \sqrt{1-e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \left\{ k'_1 + k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial \pi_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial \pi_1} \right\} C_2 \sin D_2 \cdot (t-t_0), \\
 [\varepsilon^{(0,1)}] &= \frac{m_2 \operatorname{tg} \frac{i_1}{2}}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2}} \times \\
 &\times \sum \left\{ \frac{\partial C_2}{\partial i_1} \cos D_2 - \left[k_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial i_1} + k_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial i_1} \right] C_2 \sin D_2 \right\} (t-t_0) + \\
 &\quad + m_2 \sqrt{1-e_1^2} \frac{1-\sqrt{1-e_1^2}}{n_1 a_1^2 e_1} \sum \frac{\partial C_2}{\partial e_1} \cos D_2 \cdot (t-t_0) + \\
 &\quad - \frac{2m_2}{n_1 a_1} \sum \frac{\partial C_2}{\partial a_1} \cos D_2 \cdot (t-t_0).
 \end{aligned} \tag{100}$$

Отсюда следует, что в возмущениях a не имеется вековых членов этого типа первого порядка по отношению к массам. Это составляет

первую теорему об устойчивости солнечной системы. Она была доказана до второй степени эксцентриситета Лапласом в 1773 г.¹⁾ в мемуаре о взаимном притяжении Юпитера и Сатурна, когда ему было лишь 24 года. В 1776 г. Лагранж показал, что она верна для всех степеней эксцентриситетов²⁾. В 1809 г. Пуассон доказал, что в вековых возмущениях a не имеется членов второго порядка по отношению к массам, но что имеются члены типа $t \cos D$, где D содержит время³⁾. Члены этого типа называются *членами Пуассона*.

Все элементы, кроме a , имеют вековые члены. Предполагали, что вековые члены, которые, повидимому, являются причиной беспрерывного изменения элементов, одни препятствуют употреблению уравнений (72) для вычисления возмущений для любого времени, как бы велико оно ни было. Для избежания появления вековых членов было предложено много методов вычисления возмущений; однако ясно, что появляются ли члены, пропорциональные времени, или нет, метод строго применим только для таких значений времени, для которых ряды (20) § 207 сходятся.

Вековые члены могут входить другим, обычно не рассматриваемым, путем. Если $j_1 n_1 + j_2 n_2 = 0$, при $j_1 \neq 0$, $j_2 \neq 0$, то D не зависит от времени и соответствующие члены являются вековыми. В этом случае D не зависит от ϵ_1 , и в возмущениях a будут вековые члены. Как указано, это условие всегда удовлетворится бесконечным числом значений j_1 и j_2 , если n_1 и n_2 соизмеримы. Но из наблюдений невозможно определить, соизмеримы или нет n_1 и n_2 , потому что всегда имеется граница точности, с которой могут быть произведены наблюдения, и в пределах этой границы находится бесконечно много соизмеримых и несоизмеримых чисел. Поэтому имеется столько же оснований сказать, что вековые члены в a этого типа существуют, сколько для того, чтобы сказать, что они не существуют. Однако они не имеют практического значения, потому что отношение n_1 к n_2 не может быть выражено малыми целыми числами и коэффициенты этих членов, если они существуют, так малы, что они нечувствительны для значений времени, которые обычно употребляются.

228. Члены второго порядка по отношению к массам. Члены второго порядка определяются уравнениями (29) § 210. Правые части этих уравнений являются произведениями частных производных по элементам от правых частей, которые встречаются в членах первого порядка, и возмущений первого порядка соответствующих элементов. Так, возмущения узлов второго порядка определяются уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\delta_1^{(0,2)}}{dt} &= \frac{m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2} \sin i_1} \sum \frac{\partial^2 U_{1,2}}{\partial i_1 \partial s_1} s_1^{(0,1)}, \\ \frac{d\delta_1^{(1,1)}}{dt} &= \frac{m_2}{n_1 a_1^2 \sqrt{1-e_1^2} \sin i_1} \sum \frac{\partial^2 R_{1,2}}{\partial i_1 \partial s_2} s_2^{(1,0)}, \end{aligned} \right\} \quad (101)$$

где s_1 и s_2 соответственно представляют элементы орбиты m_1 и m_2 .

¹⁾ Мемуар, представленный Парижской академией наук.

²⁾ Мемуары Берлинской академии, 1776.

³⁾ *Journal de l'Ecole Polytechnique*, т. XV.

Частная производная $\frac{\partial^2 B_{1,2}}{\partial t_1 \partial s_1}$ является суммой периодических и постоянных членов; $s_1^{(0,1)}$ и $s_2^{(1,0)}$ — суммы периодических членов и членов, содержащих множителем время в первой степени. Поэтому произведения $\frac{\partial_2 R_{1,2}}{\partial t_1 \partial s_1} s_1^{(0,1)}$ и $\frac{\partial_2 R_{1,2}}{\partial t_1 \partial s_2} s_2^{(1,0)}$ содержат члены четырех видов: а) $\frac{\sin}{\cos} D$, где D содержит время; б) $t \frac{\sin}{\cos} D$; в) $\frac{\sin}{\cos} D_2$, где D_2 не зависит от времени, и д) $t \frac{\sin}{\cos} D_2$. Интегралы от членов этих четырех типов соответственно равны:

$$\begin{aligned} \text{а) } & -\frac{\cos}{\sin} \frac{D}{j_1 n_1 + j_2 n_2}; \quad \text{б) } t \frac{-\cos}{\sin} \frac{D}{j_1 n_1 + j_2 n_2} + \frac{\sin}{(j_1 n_1 + j_2 n_2)^2} D; \\ \text{в) } & t \frac{\sin}{\cos} D_2; \quad \text{д) } \frac{t^2}{2} \frac{\sin}{\cos} D_2. \end{aligned}$$

Поэтому возмущения второго порядка по отношению к массам имеют чисто периодические члены, члены Пуассона или члены, в которых тригонометрические члены умножаются на время, вековые члены, где время встречается в первой степени, и вековые члены, где время встречается во второй степени. Это имеет место для всех элементов, кроме большой полуоси, в случае которой коэффициенты членов третьего и четвертого типа равны нулю, как это впервые доказал Пуассон.

В членах третьего порядка по отношению к массам имеются вековые члены в возмущениях всех элементов кроме a_1 , которые пропорциональны третьей степени времени и т. д.

229. Метод Лагранжа для определения вековых вариаций. Присутствие вековых членов в выражениях для элементов, повидимому, указывает, что если предположить, что ряды представляют элементы для всех значений времени, то элементы изменяются без предела вместе с временем. Но этот вывод ни в коем случае не является непременно верным. Например, рассмотрим функцию:

$$\sin(cmt) = cmt - \frac{c^3 m^3 t^3}{3!} + \dots, \quad (102)$$

где c есть постоянная и m — очень малый множитель, который может играть роль массы. Ряд в правой части сходится для всех значений t . Эта функция никогда не превышает единицы для любого значения времени; однако, если дано ее разложение по степеням m и если взяты немногие правые члены, не зная закона образования коэффициентов, то может показаться, что ряд представляет функцию, бесконечно увеличивающуюся в числовом значении со временем.

Следующая идея, что вековые члены могут появиться в разложении функций, которые всегда конечны, Лагранж показал (см. «Collected Works», т. V и VI) в известных предположениях, которые логически не были подтверждены, что вековые члены на самом деле являются разложениями

периодических членов очень долгого периода. Эти члены отличаются от вариаций долгого периода (§ 226) тем, что они происходят из малых некомпенсированных частей периодических вариаций, вместо того чтобы происходить непосредственно из специальных условий планетных соединений. Как правило эти члены очень малы, и их периоды гораздо длиннее, чем периоды собственно членов долгого периода. Здесь мы имеем возможность дать лишь весьма общее понятие о методе Лагранжа.

Первый шаг в методе Лагранжа — это преобразование переменных при помощи уравнений:

$$\left. \begin{aligned} h_j &= e_j \sin \pi_j, \\ l_j &= e_j \cos \pi_j, \end{aligned} \right\} \quad (103)$$

и

$$\left. \begin{aligned} p_j &= \operatorname{tg} i_j \sin \Omega_j, \\ q_j &= \operatorname{tg} i_j \cos \Omega_j, \end{aligned} \right\} \quad (104)$$

где e_j , π_j и т. д. являются элементами орбиты m_j , а l_j — новая переменная, которую не следует смешивать со средней долготой. Эти преобразования надо сделать одновременно в элементах орбит всех планет. Элементы a_j и e_j остаются без изменения. Отбрасывая индексы в уравнениях (103) и (104), находим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh}{dt} &= +e \cos \pi \frac{d\pi}{dt} + \sin \pi \frac{de}{dt}, \\ \frac{dl}{dt} &= -e \sin \pi \frac{d\pi}{dt} + \cos \pi \frac{de}{dt}, \\ \frac{\partial R}{\partial e} &= \frac{\partial R}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial e} + \frac{\partial R}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial e} = \sin \pi \frac{\partial R}{\partial h} + \cos \pi \frac{\partial R}{\partial l}, \\ \frac{\partial R}{\partial \pi} &= \frac{\partial R}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial \pi} + \frac{\partial R}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial \pi} = e \cos \pi \frac{\partial R}{\partial h} - e \sin \pi \frac{\partial R}{\partial l}, \\ \frac{dp}{dt} &= +\operatorname{tg} i \cos \Omega \frac{d\Omega}{dt} + \sec^2 i \sin \Omega \frac{di}{dt}, \\ \frac{dq}{dt} &= -\operatorname{tg} i \sin \Omega \frac{d\Omega}{dt} + \sec^2 i \cos \Omega \frac{di}{dt}, \\ \frac{\partial R}{\partial \Omega} &= \frac{\partial R}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial \Omega} + \frac{\partial R}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \Omega} = \operatorname{tg} i \cos \Omega \frac{\partial R}{\partial p} - \operatorname{tg} i \sin \Omega \frac{\partial R}{\partial q}, \\ \frac{\partial R}{\partial i} &= \frac{\partial R}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial i} + \frac{\partial R}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial i} = \sec^2 i \sin \Omega \frac{\partial R}{\partial p} + \sec^2 i \cos \Omega \frac{\partial R}{\partial q}. \end{aligned} \right\} \quad (105)$$

Тогда из уравнений (72) следует:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh}{dt} &= \frac{m_2 \sqrt{1-h^2-l^2}}{na^2} \frac{\partial R}{\partial l} - \frac{m_2 \sqrt{1-h^2-l^2}}{na^2} \frac{h}{1+\sqrt{1-h^2-l^2}} \frac{\partial R}{\partial \varepsilon} + \\ &+ \frac{m_2 l \operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-h^2-l^2}} \frac{\partial R}{\partial i}, \\ \frac{dl}{dt} &= -\frac{m_2 \sqrt{1-h^2-l^2}}{na^2} \frac{\partial R}{\partial h} - \\ &- \frac{m_2 \sqrt{1-h^2-l^2}}{na^2} \frac{l}{1+\sqrt{1-h^2-l^2}} \frac{\partial R}{\partial \varepsilon} - \\ &- \frac{m_2 h \operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-h^2-l^2}} \frac{\partial R}{\partial i}, \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{m_2}{na^2 \sqrt{1-h^2-l^2} \cos^3 i} \frac{\partial R}{\partial q} - \\ &- \frac{m_2 p}{2na^2 \sqrt{1-h^2-l^2} \cos i \cos^2 \frac{i}{2}} \left[\frac{\partial R}{\partial \pi} + \frac{\partial R}{\partial \varepsilon} \right], \\ \frac{dq}{dt} &= \frac{m_2}{na^2 \sqrt{1-h^2-l^2} \cos^3 i} \frac{\partial R}{\partial p} - \\ &- \frac{m_2 q}{2na^2 \sqrt{1-h^2-l^2} \cos i \cos^2 \frac{i}{2}} \left[\frac{\partial R}{\partial \pi} + \frac{\partial R}{\partial \varepsilon} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

Разлагая правые части этих уравнений и пренебрегая всеми членами выше первого порядка¹⁾ относительно h , l , p и q , мы приведем эти уравнения к виду:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh}{dt} &= + \frac{m_2}{na^2} \frac{\partial R}{\partial l}, & \frac{dl}{dt} &= - \frac{m_2}{na^2} \frac{\partial R}{\partial h}, \\ \frac{dp}{dt} &= + \frac{m_2}{na^2} \frac{\partial R}{\partial q}, & \frac{dq}{dt} &= - \frac{m_2}{na^2} \frac{\partial R}{\partial p}. \end{aligned} \right\} \quad (107)$$

Члены, содержащие производные от R по ε , i и π , не входят в эти уравнения, потому что они содержат множителями h , l , p или q . Этот факт вытекает из свойств C , данных в § 226 и формы уравнений (103) и (104).

Каждая возмущающая планета вносит в правые части уравнений (107) члены, подобные написанным и возникающим от m_2 . Дифференциальные уравнения не строго верны, так как взято первое приближение, пренебрегая высшими степенями переменных.

Второй этап заключается в методе рассмотрения дифференциальных уравнений. Разложения $R_{i,j}$ содержат некоторые члены, не зависящие

¹⁾ Члены выше первого порядка отбрасываются повсюду в одном из дальнейших преобразованиях этого метода.

от времени, которые в обычном методе дают начало вековым членам. Пусть эти члены обозначены через $R_{i,j}^{(0)}$. Затем Лагранж рассмотрел дифференциальные уравнения, отбросив периодические члены с $R_{i,j}$, и написал:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh_i}{dt} &= + \sum_{j=1}^n m_j \frac{\partial R_{i,j}^{(0)}}{\partial l_i}, & \frac{dl_i}{dt} &= - \sum_{j=1}^n m_j \frac{\partial R_{i,j}^{(0)}}{\partial h_i}, \\ \frac{dp_i}{dt} &= + \sum_{j=1}^n m_j \frac{\partial R_{i,j}^{(0)}}{\partial q_i}, & \frac{dq_i}{dt} &= - \sum_{j=1}^n m_j \frac{\partial R_{i,j}^{(0)}}{\partial p_i}, \end{aligned} \right\} \quad (108)$$

где $i = 1, \dots, n$; $j \neq i$.

Значения h_i , l_i , p_i и q_i , определенные из уравнений (108), употребляются вместо вековых членов, полученных методом § 227. Такой метод упрощения дифференциального уравнения недопустим за исключением первого приближения, и всякие заключения основанные на нем, сомнительны. Несмотря на логические дефекты метода и тот факт, что он не может быть применен вообще, возникает мало сомнений в том, что в настоящем случае он дает точное понятие о действительном изменении элементов.

Правые части уравнений (108) разлагаются по степеням h_i , l_i , p_i и q_i , и все члены, кроме членов первой степени, отбрасываются; следовательно, члены, отброшенные в (107), исчезли бы здесь, если бы они были удержаны до этого момента. Система становится линейной, и подробное изучение $B_{i,j}$ показывает, что она однородна и приводится к виду:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh_1}{dt} - \sum_{j=1}^n c_{1j} l_j &= 0, \\ \frac{dl_1}{dt} + \sum_{j=1}^n c_{1j} h_j &= 0, \\ \frac{dh_2}{dt} - \sum_{j=1}^n c_{2j} l_j &= 0, \\ \frac{dl_2}{dt} + \sum_{j=1}^n c_{2j} h_j &= 0, \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{dh_n}{dt} - \sum_{j=1}^n c_{nj} l_j &= 0, \\ \frac{dl_n}{dt} + \sum_{j=1}^n c_{nj} h_j &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (109)$$

и подобной же системе уравнений с p_j и q_j .

Коэффициенты $c_{i,j}$ зависят только от больших полуосей (ϵ_j не появляется в вековых членах), которые рассматриваются как постоянные, так как большие полуоси не имеют вековых членов в возмущениях первого и второго порядков по отношению к массам. Здесь надо заметить, что предположение, что $c_{i,j}$ является постоянным, не строго верно, так как большие полуоси имеют периодические возмущения, могущие достигать значительной величины.

Когда эти линейные уравнения решены с помощью метода, примененного в § 160, то значения переменных находятся в форме:

$$\left. \begin{aligned} h_i &= \sum_{j=1}^n H_{i,j} e^{\lambda_j t}, & l_i &= \sum_{j=1}^n L_{i,j} e^{\lambda_j t}, \\ p_i &= \sum_{j=1}^n P_{i,j} e^{\mu_j t}, & q_i &= \sum_{j=1}^n Q_{i,j} e^{\mu_j t}, \end{aligned} \right\} \quad (110)$$

где $H_{i,j}$, $L_{i,j}$, $P_{i,j}$ и $Q_{i,j}$ — постоянные, зависящие от начальных условий. Подробное рассмотрение показывает, что λ_j и μ_j чисто мнимы с очень малыми абсолютными значениями, поэтому h_i , l_i , p_i и q_i колеблются около средних значений с очень длинными периодами. Или так как e_j и i_j выражаются как суммы квадратов h_j , l_j , p_j и q_j , то следует, что они также совершают небольшие колебания с длинными периодами; например, эксцентриситет земной орбиты теперь уменьшается и будет продолжать уменьшаться приблизительно в течение 24 000 лет.

Уравнения (109) имеют интегралы, впервые найденные Лапласом в 1784 г., которые практически приводят к той же теореме. Они таковы:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 (h_j^2 + l_j^2) &= \text{const.} = C, \\ \sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 (p_j^2 + q_j^2) &= C', \end{aligned} \right\} \quad (111)$$

или вследствие (103) и (104):

$$\left. \begin{aligned} \sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 e_j^2 &= C, \\ \sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 \operatorname{tg}^2 i_j &= C', \end{aligned} \right\} \quad (112)$$

где n_j есть среднее движение тела m_j . Как определено первоначальными условиями, постоянные C и C' очень малы, и так как левые части (112) состоят лишь из одних положительных членов, то ни одно e_j или i_j

никогда не может стать очень большим. Исключение может быть, если соответствующее m_j очень мало сравнительно с другими.

Уравнения (112) дают знаменитые теоремы Лапласа о том, что эксцентриситеты и наклонности могут изменяться лишь в очень узких пределах. Хотя доказательство страдает отсутствием полной строгости, однако результаты замечательны и значительны.

230. Вычисление возмущений с помощью механических квадратур. Если второй член второго множителя в (84) по абсолютной величине больше единицы, то ряд (87) расходится и не может быть употреблен при вычислении возмущений. Разложения могут оказаться непригодными, если r_1 и r_2 почти равны, или иногда, когда они не слишком близки к равенству, то благодаря тому, что l велико. В последнем случае иногда может быть употреблен другой способ разложения¹⁾, но бывают случаи, когда ни один метод не пригоден. Оба они оказываются неприменимыми, если две орбиты, расположенные в одной и той же плоскости, пересекаются, потому что в этом случае

$$r_{1,2}^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos(u_1 - u_2 + \tau_2 - \tau_1)$$

исчезает, когда два тела приходят в точку пересечения их орбит в одно и то же время. Если периоды не будут соизмеримыми между собой особым образом, то это обязательно случится. Конечно, нет необходимости в действительном исчезновении $r_{1,2}$ для того, чтобы разложение уравнения (84) перестало сходиться.

Возмущения могут быть вычислены методом механических квадратур, не разлагая явно пертурбационную функцию. Следовательно, этим методом можно пользоваться для вычисления возмущающих действий планет на кометы и в других случаях, когда разложение $R_{1,2}$ совсем не сходится или сходится медленно.

Пусть s представляет элемент орбиты m_1 ; тогда уравнения (77) могут быть написаны в форме:

$$\frac{ds}{dt} = f_s(t),$$

и возмущения первого порядка в интервале $t_n - t_0$ будут таковы:

$$s = s_0 + \int_{t_0}^{t_n} f_s(t) dt, \quad (113)$$

где s_0 есть значение s в момент $t = t_0$.

Единственная трудность в вычислении возмущений состоит в образовании интегралов, указанных в (113). Если пертурбационная функция не может быть явно разложена по t , то нельзя найти подинтегральную функцию $f_s(t)$. Но во всяком случае значения $f_s(t)$ могут быть найдены для любых значений t , и из значений $f_s(t)$ можно получить прибли-

¹⁾ Тиссеран, *Mécanique Céleste*, т. I, гл. XXVIII.

подразделения первоначально выбранных интервалов. Есть вторая причина, по которой результаты, полученные при помощи механических квадратур, могут быть недостаточно точны. До сих пор предполагалось, что $f(t_n)$, является функцией одного t , или, другими словами, что элементы орбит, от которых эта функция зависит, постоянны. Это то предположение, которое делается при вычислении возмущений первого порядка. Если оно недостаточно точно, то можно вычислить новые значения $f_s(t_1), \dots, f_s(t_n)$, употребляя соответствующие значения элементов s , которые были найдены при помощи первого интегрирования. По новым значениям $f_s(t_1), \dots, f_s(t_n)$ можно получить более приближенное значение интеграла. Если интервал $t_n - t_0$ не слишком велик, то этот процесс сходится и интеграл может быть найден с любой требуемой степенью приближения, потому что это есть просто метод последовательных приближений Пикара, законность которого установлена¹⁾. На практике всегда лучше выбирать интервал $t_n - t_0$ настолько коротким, чтобы не требовалось никаких повторных вычислений с улучшенными значениями функции на концах подинтервалов. Для каждого нового интервала интегрирования употребляются значения элементов, полученные для конца предыдущего интервала.

Отсюда следует, что этот метод даст возможность вычислить не только возмущения первого порядка, но также возмущения всех порядков лишь с теми ограничениями, что интервалы не могут быть взяты бесконечно малыми и вычисление не может быть сделано с бесконечно многими положениями исследуемых тел.

Процесс вычисления возмущений при помощи метода механических квадратур по сравнению с процессом, в котором употребляется разложение пертурбационной функции, имеет свои преимущества и недостатки. Преимущества — что в применении механических квадратур нет необходимости выражать возмущающие силы явным образом через элементы и время. Это иногда имеет большое значение, так как в случаях, когда эксцентриситеты и наклонности велики, как в орбитах некоторых астероидов, эти выражения, являющиеся рядами, очень медленно сходятся; и в случае орбит, эксцентриситеты которых превосходят 0,6627, или в случае, если радиус какой-либо одной орбиты равен какому-либо радиусу другой, ряды расходятся и не могут быть употреблены. Метод механических квадратур одинаково применим ко всем видам орбит; единственное ограничение в том, что интервалы должны быть взяты достаточно короткими.

Этот метод обычно употребляется в одной из своих многих форм при вычислении возмущений орбит комет.

Недостаток — в том, что для нахождения при помощи механических квадратур значений элементов для какого-либо данного времени необходимо вычислить их для всех промежуточных эпох. Будучи чисто числовым, этот метод не освещает общий характер возмущений и не ведет к общим теоремам, касающимся устойчивости системы. Это вопросы большого интереса, и в отношении их сделаны наиболее блестящие открытия в небесной механике.

¹⁾ Picard, *Traté d'Analyse*, т. II, гл. XI, отд. 2.

231. Общие размышления. Астрономия — старейшая из наук и в известном смысле прародительница всех других. Относительно простые и регулярно повторяющиеся небесные явления впервые показали людям во времена древних греков, что природа систематична и упорядочена. О важности этого урока можно заключить из того, что он является фундаментом, на котором зиждется вся наука. В течение долгого времени прогресс был чрезвычайно медленен. Потребовались века наблюдений и попыток теорий для объяснения их, прежде чем, наконец, Кеплеру удалось вывести законы, являющиеся первым приближением к описанию движения планет. Удивительно то, что несмотря на отвращения, вызываемые неустойчивостью социального строя, имелось так много людей, находивших наивысшее удовольствие терпеливо производить трудные наблюдения, требовавшиеся для открытия законов небесных движений.

Работа Кеплера завершила предварительную эпоху в две с лишним тысячи лет, и блестящие открытия Ньютона дали начало другой эпохе. Изобретение анализа Ньютоном и Лейбницем дало впервые математический аппарат, вполне пригодный для того, чтобы подойти к таким трудным проблемам, как возмущающие действия Солнца на движение Луны или взаимные, возмущающие планеты. К счастью, около того же времени был изобретен телескоп, так как без его помощи было бы невозможно производить точные наблюдения, давшие числовые данные для математических теорий, с помощью которых они были испытаны. История небесной механики в течение XVIII столетия представляет собой сплошной ряд триумфов. Аналитический фундамент, заложенный Клеро, Даламбером и Эйлером, явился основанием для великолепных достижений Лагранжа и Лапласа. Их последователи в XIX столетии в общем при помощи тех же методов продвинули вперед теории движений Луны и планет до более высоких порядков приближения и сравнили их с более многочисленными и точными наблюдениями. В связи с этим особенно надо вспомнить имена Леверье, Делоне, Ганзена и Ньюкомба. В конце XIX столетия началась третья эпоха, отличающаяся новыми взглядами и новыми методами, по силе и математической строгости на много превосходящими все употребленные до сего времени. Она была открыта Гиллом в его «*Researches on the Lunar Theory*», но главную роль сыграли блестящие вклады Паункаре в проблему трех тел.

В настоящее время небесную механику можно рассматривать как наиболее совершенную науку и как одно из великолепнейших достижений человеческого ума. Ни одна из других наук не покоится на стольких наблюдениях, простирающихся на такое длинное время. Ни одна другая наука не может так критически проверить свои заключения и нигде теория и опыт не находятся в столь совершенном согласии. Имеются тысячи малых отклонений от движения по коническим сечениям в орбитах планет, спутников и комет, где теория и наблюдения точно согласуются, в то время как единственные необъясненные неправильности (вероятно, вследствие неизвестных сил) составляют немногие малые отклонения в движении Луны и движении перигелия орбиты Меркурия. Теория много раз обгоняла практику и указывала на существование особенностей движения, не полученных в то время из наблюдений. Совершенство теории в течение времени, покрытого опытом, дало смелость следовать за нею

в прошлые времена до начала наблюдений и в будущее, когда, может быть, они прекратятся. Как телескоп дал возможность глазу человека увидеть чудеса необъятного пространства, так небесная механика открыла в пределах досягаемости его разума не меньшие чудеса соответственно необъятного времени. Поэтому неудивительно, что человек находит глубокое удовлетворение в области, где он в значительной мере освободился от ограничений как пространства, так и времени.

ЗАДАЧИ

1. Предположим: а) что $R_{1,2}$ велико и почти постоянно; б) что $R_{1,2}$ велико и быстро меняется; в) что $R_{1,2}$ мало и почти постоянно. Если возмущения вычислены механическими квадратурами, то как надо выбрать $t_n - t_0$ соответственно в этих трех случаях и в каком соотношении должно быть число подразделений $t_n - t_0$?

2. Пертурбационная функция содержит обратные величины расстояния от возмущающей до возмущенной планеты. Это называется *главной частью* и дает наибольшую трудность в разложении. Сколько отдельных обратных расстояний должно быть разложено, чтобы вычислить в системе одного Солнца и n планет а) возмущения первого порядка одной планеты; б) возмущения первого порядка двух планет; в) возмущения второго порядка одной планеты и д) возмущения третьего порядка одной планеты?

3. Как упрощаются разложения пертурбационной функции, если взаимные наклонности орбит равны нулю и если орбиты — круги?

4. Какие виды членов вообще появляются в возмущениях третьего порядка по отношению к массам?

ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК И БИБЛИОГРАФИЯ

Теория возмущений, относящаяся к теории Луны, была развита с геометрической точки зрения Ньютоном. Мемуары Клеро и Даламбера в 1747 г. содержат значительные шаги вперед, ставя решения в зависимость от интегрирования дифференциальных уравнений при помощи рядов. Клеро скоро получил возможность применить свой метод интегрирования к возмущениям кометы Галлея планетами Юпитером и Сатурном. Эта комета была наблюдена в 1531, 1607 и 1682 гг. Если бы ее период был постоянен, то она снова прошла бы через перигелий в середине 1757 г. Клеро вычислил возмущения, происходящие от притяжений Юпитера и Сатурна, и предсказал, что прохождение через перигелий будет 13 апреля 1759 г. Он заметил, что вычисленное время, возможно, ошибочно на месяц вследствие неопределенности масс Юпитера и Сатурна и возможности возмущений от неизвестных планет кроме этих двух. Комета прошла через перигелий 13 марта, блестяще доказав ценность методов Клеро.

Теория возмущений планет была начата Эйлером, мемуары которого о взаимных возмущениях Юпитера и Сатурна в 1748 и 1752 гг. получили премии Французской академии. В этих мемуарах было дано первое аналитическое развитие метода вариации параметров. Уравнения не были вполне общими, так как он не считал элементы изменяющимися одновременно. Первые шаги в развитии пертурбационной функции были также сделаны Эйлером.

Лагранж, вклады которого в небесную механику носили наиболее блестящий характер, написал свой первый мемуар о возмущениях Юпитера и Сатурна в 1766 г. В этой работе он еще дальше развил метод вариации параметров, оставляя, однако, все еще неправильными конечные уравнения тем, что считал большие оси и эпохи прохождения через перигелий как постоянные в выводе уравнений для определения вариаций. Уравнения для наклонности, узла и долготы перигелия от узла были совершенно правильными. В выражениях для средних долгот планет имелись члены, пропорциональные первой и второй степеням времени. Они происходили всецело от несовершенства метода, и их истинная форма есть форма членов долгого периода, как это было показано Лапласом в 1784 г. при

помощи рассмотрения членов третьего порядка в эксцентриситетах. Метод вариации параметров впервые был полностью развернут в 1782 г. Лагранжем в премированном мемуаре о возмущениях комет, движущихся по эллиптическим орбитам. Значительно более широкое применение метода вариации параметров дано Делоне (Delaunay), теория Луны которого по существу является длинным рядом последовательных применений процесса, каждый шаг которого удалял один из членов пертурбационной функции.

В 1773 г. Лаплас представил Французской академии наук свой первый мемуар. В нем он доказал свою знаменитую теорему, что до второго порядка эксцентриситета большие оси и, следовательно, средние движения планет не имеют вековых членов. Эта теорема была расширена Лагранжем в 1774 и 1776 гг. до всех степеней эксцентриситетов и синуса угла взаимной наклонности для возмущений первого порядка по отношению к массам. В 1809 г. Пуассон доказал, что большие оси не имеют чисто вековых членов в возмущениях второго порядка относительно масс. В 1878 г. Аретю (Haretu) в своей диссертации в Сорбонне доказал, что имеются вековые вариации в выражениях для больших осей в членах третьего порядка относительно масс. В XIX томе *Annales de l'Observatoire de Paris* Эгинитис (Eginitis) рассмотрел члены еще более высоких степеней относительно масс.

Лагранж начал изучение вековых членов в 1774 г., введя переменные h, l, p , и др. Исследования были выполнены Лагранжем и Лапласом, каждый из них дополнял и расширял работу другого, пока в 1784 г. их работа не была завершена открытием Лапласа его знаменитых уравнений:

$$\sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 e_j^2 = C, \quad \sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 \lg^2 i_j = C'.$$

Эти уравнения были выведены, употребляя в дифференциальных уравнениях только линейные члены. Лаверье, Гилл и другие расширили работу методами последовательных приближений до членов высших степеней. Ньюкомб (*Smithsonian Contributions to Science*, т. XXI, 1876) установил наиболее полные результаты, представив в случае планетных возмущений элементы чисто периодическими функциями времени, которые формально удовлетворяют дифференциальным уравнениям движения. Если бы эти ряды были сходящимися, устойчивость солнечной системы была бы обеспечена, но Пуанкаре показал, что они вообще расходятся («*Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste*», гл. IX). Линдстедту (Lindstedt) и Гюльдену (Guldin) также удалось проинтегрировать уравнения движения тел при помощи периодических рядов, которые, однако, вообще расходятся.

Гаус, Эри (Airy) Адамс (Adams), Лаверье, Ганзен и многие другие сделали важные вклады в планетную теорию в различных направлениях. Адамс и Лаверье предсказали существование и видимое положение Нептуна из необъясненных неправильностей в движении Урана. Позднее Пуанкаре обратил свое внимание на небесную механику, опубликовав премированный мемуар в *Acta Mathematica*, т. XIII. Этот мемуар был расширен и опубликован в виде книги под заглавием: «*Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste*». Пуанкаре с несравненной genialностью приложил к проблеме все ресурсы современной математики; он внес в исследование такое богатство идей и избрал методы такого могущества, что предмет в своем теоретическом виде в его руках был совершенно революционизирован. Нет сомнения, что в течение следующих пятидесяти лет многие работы будут посвящены приложению и расширению предложенных им методов. Рекомендуем следующие работы:

«Небесная механика» («*Mécanique Céleste*») Лапласа, содержащая все, что было известно в небесной механике в то время, когда она была написана (1799—1805 гг.).

О вариации параметров — «*Annales de l'Observatoire de Paris*», т. I; «Небесная механика» («*Mécanique Céleste*») Тиссерана, т. I; «Теория Луны» («*Lunar Theory*») Броуна; «Планетные движения» («*Planeten-Bewegungen*») Дзиевска (Dziobek).

О разложении пертурбационной функции — *Annales de l'Observatoire de Paris*, т. I; «Небесная механика» Тиссерана, т. I; «Entwickelung des Products einer Potenz des Radius-Vectors mit dem Sinus oder Cosinus eines Vielfachen der wahren Anomalie» Ганзена, *Abh. d. K. Sachs. Ges. zu Leipzig*, т. II; мемуары Ньюкомба об общих интегралах движения планет; «Les Méthodes Nouvelles» Пуанкаре, т. I, гл. VI.

Об устойчивости солнечной системы — «Небесная механика» Тиссерана, т. I, гл. XI, XXV, XXVI и т. IV, гл. XXVI; Гюльден (Gulden) «Traite Analytique des Orbites absolues», т. I; Ньюкомб («Smithsonian Contributions», т. XXI; Пуанкаре («Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste», т. II, гл. X).

По небесной механике в целом не существует лучшей работы, чем Тиссерана, которую должен иметь каждый особенно интересующийся этим предметом. Другой работой, заслуживающей внимания, является «Mechanik des Himmels» Шарлье (Charlier), которая наряду с высоким достоинством общего содержания не сравнима с другими трудами в рассмотрении периодических решений задачи трех тел.

ДОБАВЛЕНИЕ I

КАНОНИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

УРАВНЕНИЯ ЛАГРАНЖА

I. Общая форма уравнений небесной механики. В § 143 гл. VII этой книги были выведены дифференциальные уравнения основной задачи небесной механики — задачи о многих телах.

Пусть мы имеем некоторое количество материальных точек, двигающихся под действием сил взаимных притяжений по закону всемирного тяготения Ньютона. Тогда каждая точка рассматриваемой системы действует на каждую другую точку этой же системы с силой, прямо пропорциональной произведению масс этих точек и обратно пропорциональной квадрату их взаимного расстояния.

Отнесем движение системы к некоторой неизменной, прямоугольной системе декартовых координат. Дифференциальные уравнения, определяющие движение системы k материальных точек имеют вид:

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial x_i}, \quad m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial y_i}, \quad m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial z_i}, \quad (i = 1, 2, \dots, k), \quad (1)$$

$m_1, m_2, \dots, m_k$ обозначают массы материальных точек, $x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2; \dots; x_k, y_k, z_k$ — их координаты, t — время и U — силовую функцию, которая определяется формулой:

$$U = \frac{1}{2} \kappa^2 \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \quad (i \neq j).$$

Уравнения (1) являются основными уравнениями классической небесной механики, и в их решении заключается одна из важнейших проблем этой науки. Но, с другой стороны, уравнения (1) представляют только частный случай уравнений более общего вида:

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = X_i, \quad m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} = Y_i, \quad m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} = Z_i \quad (i = 1, 2, \dots, k), \quad (2)$$

определяющих движение системы k свободных материальных точек, подверженных действиям сил, составляющие которой по координатным осям суть X_i, Y_i, Z_i . Эти составляющие в самом общем случае зависят не только от координат точек, но также и от их скоростей и от времени.

¹⁾ κ^2 здесь обозначает постоянную тяготения.

причем очевидно, что число l этих уравнений должно быть меньше числа всех переменных координат $3k$. Действительно, если бы $l=3k$, то из уравнений (3) можно было бы определить все неизвестные x_i, y_i, z_i и динамическая задача не имела бы смысла¹⁾.

Решение задачи со связями может быть проведено различными способами. Мы изложим здесь способ обобщенных координат Лагранжа. Так как $3k$ переменных $x_1, y_1, z_1, \dots, x_k, y_k, z_k$ связаны между собой l уравнениями (3), то мы можем выразить их все в функции $3k-l$ независимых параметров, которые можно выбирать произвольно. Эти параметры не обязательно должны быть прямоугольными координатами. Наоборот, часто более удобно выбирать их другим образом, лишь бы они имели простое механическое и геометрическое значение, однозначно определяли положение системы и были между собой независимы.

Положим $3k-l=n$ и определим положение системы n независимыми параметрами:

$$q_1, q_2, \dots, q_n.$$

Тогда координаты x_i, y_i, z_i могут быть выражены в функции этих параметров и времени, причем уравнения связей (3) должны быть тождественно удовлетворены. Зависимость между координатами x_i, y_i, z_i и параметрами q_i определится формулами вида:

$$\left. \begin{aligned} x_i &= x_i(q_1, q_2, \dots, q_n; t), \\ y_i &= y_i(q_1, q_2, \dots, q_n; t), \\ z_i &= z_i(q_1, q_2, \dots, q_n; t), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где $i=1, 2, \dots, k$. Так как значения параметров $q_1, q_2, \dots, q_k$ однозначно определяют координаты x_i, y_i, z_i и, следовательно, положение системы, то они называются *обобщенными координатами*. Нашей задачей является теперь вывести дифференциальные уравнения, которым должны удовлетворять координаты q_j .

3 Уравнения Лагранжа. Чтобы вывести дифференциальные уравнения для новых переменных q_j , помножим уравнения (2) соответственно на $\frac{\partial x_i}{\partial q_j}, \frac{\partial y_i}{\partial q_j}$ и $\frac{\partial z_i}{\partial q_j}$, где индекс j принимает все значения от 1 до n , и сложим все уравнения. Мы получим n уравнений вида:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^k m_i \left(\frac{d^2 x_i}{dt^2} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + \frac{d^2 y_i}{dt^2} \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + \frac{d^2 z_i}{dt^2} \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) = \\ = \sum_{i=1}^k \left(X_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + Y_i \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + Z_i \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) \quad (j=1, 2, \dots, n). \end{aligned} \quad (5)$$

¹⁾ О связях см. Н. Розе, Теоретическая механика, ч. I, а также М. Пляис Введение в общую механику.

Преобразуем левую часть полученного уравнения, написав выражение, стоящее в скобках под знаком суммы, в следующем виде:

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + \frac{d^2 y_i}{dt^2} \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + \frac{d^2 z_i}{dt^2} \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left[\frac{dx_i}{dt} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + \frac{dy_i}{dt} \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + \frac{dz_i}{dt} \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right] - \left[\frac{dx_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) + \frac{dy_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial y_i}{\partial q_j} \right) + \frac{dz_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) \right].$$

Нетрудно проверить, что написанное равенство является тождеством. С помощью этого тождества уравнение (5) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^k m_i \left(\frac{dx_i}{dt} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + \frac{dy_i}{dt} \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + \frac{dz_i}{dt} \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) - \\ & - \sum_{i=1}^k m_i \left[\frac{dx_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) + \frac{dy_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial y_i}{\partial q_j} \right) + \frac{dz_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) \right] = \\ & = \sum_{i=1}^k \left(X_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + Y_i \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + Z_i \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) \quad (j = 1, 2, \dots, n). \end{aligned}$$

Вводя, для сокращения, обозначения:

$$\left. \begin{aligned} P_j &= \sum_{i=1}^k m_i \left(\frac{dx_i}{dt} \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + \frac{dy_i}{dt} \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + \frac{dz_i}{dt} \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right), \\ Q_j &= \sum_{i=1}^k m_i \left[\frac{dx_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) + \frac{dy_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial y_i}{\partial q_j} \right) + \frac{dz_i}{dt} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) \right], \\ R_j &= \sum_{i=1}^k \left(X_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + Y_i \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + Z_i \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

мы перепишем последнее уравнение в следующем простом виде:

$$\frac{dP_j}{dt} - Q_j = R_j \quad (j = 1, 2, \dots, n). \quad (7)$$

Рассмотрим теперь так называемую *живую силу* системы, т. е. половину суммы произведений масс точек на квадраты их скоростей. Обозначая, как принято, живую силу буквой T , мы имеем:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^k m_i v_i^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^k m_i \left[\left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy_i}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz_i}{dt} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Чтобы выразить T в новых переменных, достаточно подставить в выражение (8) вместо производных x'_i, y'_i, z'_i их значения, которые получим, дифференцируя по t формулы (4). Мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} x'_i &= \frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial x_i}{\partial q_1} \cdot q'_1 + \frac{\partial x_i}{\partial q_2} \cdot q'_2 + \dots + \frac{\partial x_i}{\partial q_n} \cdot q'_n + \frac{\partial x_i}{\partial t}, \\ y'_i &= \frac{dy_i}{dt} = \frac{\partial y_i}{\partial q_1} \cdot q'_1 + \frac{\partial y_i}{\partial q_2} \cdot q'_2 + \dots + \frac{\partial y_i}{\partial q_n} \cdot q'_n + \frac{\partial y_i}{\partial t}, \\ z'_i &= \frac{dz_i}{dt} = \frac{\partial z_i}{\partial q_1} \cdot q'_1 + \frac{\partial z_i}{\partial q_2} \cdot q'_2 + \dots + \frac{\partial z_i}{\partial q_n} \cdot q'_n + \frac{\partial z_i}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$(i = 1, 2, \dots, k),$$

где

$$q'_j = \frac{dq_j}{dt} \quad (j = 1, 2, \dots, n)$$

определяет скорость изменения параметра q_j . Поэтому величины $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$ называются *обобщенными скоростями* системы. С помощью формул (9) мы выразим T в функции времени t , обобщенных координат q_i и обобщенных скоростей q'_j . Покажем теперь, что:

$$P_j = \frac{\partial T}{\partial q'_j}, \quad Q_j = \frac{\partial T}{\partial q_j} \quad (j = 1, 2, \dots, n).$$

Действительно, дифференцируя T частным образом по q'_j , мы получим:

$$\frac{\partial T}{\partial q'_j} = \sum_{i=1}^k m_i \left(x'_i \frac{\partial x'_i}{\partial q'_j} + y'_i \frac{\partial y'_i}{\partial q'_j} + z'_i \frac{\partial z'_i}{\partial q'_j} \right).$$

С другой стороны, дифференцируя формулы (9) по q'_j , мы, очевидно, имеем:

$$\frac{\partial x'_i}{\partial q'_j} = \frac{\partial x_i}{\partial q_j}, \quad \frac{\partial y'_i}{\partial q'_j} = \frac{\partial y_i}{\partial q_j}, \quad \frac{\partial z'_i}{\partial q'_j} = \frac{\partial z_i}{\partial q_j},$$

ввиду чего последнее выражение для $\frac{\partial T}{\partial q'_j}$ примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial q'_j} = \sum_{i=1}^k m_i \left(x'_i \cdot \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + y'_i \cdot \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + z'_i \cdot \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right).$$

Сравнивая это выражение с выражением для P_j , мы убеждаемся без труда, что:

$$\frac{\partial T}{\partial q'_j} = P_j,$$

что и требовалось показать.

Чтобы получить второе искомое соотношение, продифференцируем T частным образом по q_j . Имеем:

$$\frac{\partial T}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^k m_i \left(x'_i \frac{\partial x'_i}{\partial q_j} + y'_i \frac{\partial y'_i}{\partial q_j} + z'_i \frac{\partial z'_i}{\partial q_j} \right).$$

Чтобы найти производные от x'_i, y'_i, z'_i по q_j , продифференцируем по q_j формулы (9). Получим:

$$\frac{\partial x'_i}{\partial q_j} = \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_1 \partial q_j} \cdot q'_1 + \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_2 \partial q_j} \cdot q'_2 + \dots + \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_n \partial q_j} \cdot q'_n + \frac{\partial^2 x_i}{\partial t \partial q_j}$$

и аналогичные выражения для $\frac{\partial y'_i}{\partial q_j}$ и $\frac{\partial z'_i}{\partial q_j}$, которые мы не выписываем, чтобы не загромождать текст лишними формулами. С другой стороны, дифференцируя формулы (4) по q_j и беря от полученных выражений полные производные по t , мы найдем:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) = \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_j \partial q_1} \cdot q'_1 + \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_j \partial q_2} \cdot q'_2 + \dots + \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_j \partial q_n} \cdot q'_n + \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_j \partial t}$$

и аналогичные выражения для $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial y_i}{\partial q_j} \right)$ и $\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right)$. Так как результат частного дифференцирования не зависит от порядка дифференцирования, то

$$\frac{\partial^2 x_i}{\partial q_n \partial q_j} = \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_j \partial q_n}, \quad \frac{\partial^2 x_i}{\partial t \partial q_j} = \frac{\partial^2 x_i}{\partial q_j \partial t},$$

и мы получаем:

$$\frac{\partial x'_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right), \quad \frac{\partial y'_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial y_i}{\partial q_j} \right), \quad \frac{\partial z'_i}{\partial q_j} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right),$$

вследствие чего выражение для $\frac{\partial T}{\partial q_j}$ принимает вид:

$$\frac{\partial T}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^k m'_i \left[x'_i \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial x_i}{\partial q_j} \right) + y'_i \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial y_i}{\partial q_j} \right) + z'_i \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) \right].$$

Сравнивая полученное выражение с выражением для Q_j , мы видим, что:

$$\frac{\partial T}{\partial q_j} = Q_j,$$

и уравнение (7) напишется в виде:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial q'_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} = R_j, \quad (j=1, 2, \dots, n). \quad (10)$$

Эти уравнения определяют обобщенные координаты или параметры $q_1, q_2, \dots, q_n$ в функции времени и называются *уравнениями Лагранжа*.

Заметим, что уравнения (2) можно привести к виду (10) и в том случае, когда связи отсутствуют. Тогда $l=0$ и $n=3k$, а величины q_j суть какие-нибудь независимые координаты, вообще говоря, уже не прямолинейные и не обязательно прямоугольные.

Для того чтобы можно было фактически написать уравнения Лагранжа для данной системы, необходимо еще выразить живую силу T и правые части, т. е. величины R_j в функции времени, новых переменных $q_1, q_2, \dots, q_n$ и их производных $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$.

4. Выражение для живой силы в обобщенных координатах
Мы уже говорили, что для того чтобы выразить живую силу T в новых переменных, нужно в выражение (8) вместо x'_i, y'_i, z'_i подставить их значения, определяемые формулами (9) предыдущего параграфа. Так как эти формулы линейны относительно обобщенных скоростей, а живая сила содержит x'_i, y'_i, z'_i во второй степени, то в результате подстановки мы получим многочлен второй степени относительно $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$, коэффициенты которого будут зависеть от времени и от координат $q_1, q_2, \dots, q_n$.

Для большего удобства разобьем полученный многочлен на три части. В первую часть включим все члены второй степени относительно $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$ и совокупность этих членов обозначим через T_2 . Во вторую часть включим все члены первой степени относительно $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$ и совокупность этих членов обозначим через T_1 . Наконец, в последнюю часть мы включим все члены, не зависящие от $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$, и совокупность этих членов обозначим через T_0 . Тогда выражение для T напишется в виде:

$$T = T_2 + T_1 + T_0, \quad (11)$$

причем очевидно, что T_2 и T_1 суть однородные функции от $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$ второго и первого измерений соответственно. Мы можем написать эти функции в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} 2T_2 = & A_{11} q'^2_1 + 2A_{12} q'_1 q'_2 + 2A_{13} q'_1 q'_3 + \dots + 2A_{1n} q'_1 q'_n + \\ & + 2A_{22} q'^2_2 + 2A_{23} q'_2 q'_3 + \dots + 2A_{2n} q'_2 q'_n + \\ & + \dots \dots \dots + A_{nn} q'^2_n = \sum_{i,j=1}^n A_{ij} q'_i q'_j, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$T_1 = B_1 q'_1 + B_2 q'_2 + \dots + B_n q'_n = \sum_{j=1}^n B_j q'_j, \quad (13)$$

где коэффициенты A_{ij} и B_j зависят только от t и $q_1, q_2, \dots, q_n$. Теперь нетрудно написать уравнения Лагранжа в раскрытом виде. Мы имеем:

$$\frac{\partial T}{\partial q'_j} = \frac{\partial T_2}{\partial q'_j} + \frac{\partial T_1}{\partial q'_j} = A_{1j} q'_1 + \dots + A_{jj} q'_j + \dots + A_{nj} q'_n + B_j,$$

$$\frac{\partial T}{\partial q_j} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial A_{ij}}{\partial q_j} q'_i q'_j + \sum_{i=1}^n \frac{\partial B_i}{\partial q_j} q'_i + \frac{\partial T_0}{\partial q_j}.$$

Подставляя эти выражения в уравнения (10), мы приведем их, как нетрудно сообразить, к следующему виду:

$$A_{1j}q_1'' + A_{2j}q_2'' + \dots + A_{nj}q_n'' = C_j(t, q_1, \dots, q_n; q_1', \dots, q_n') \\ (j=1, 2, \dots, n), \quad (14)$$

где C_j суть известные функции своих переменных. Таким образом уравнения Лагранжа образуют систему n дифференциальных уравнений второго порядка, линейных относительно вторых производных $q_1'', q_2'', \dots, q_n''$. Можно доказать, на чем мы останавливаться не будем, что детерминант, составленный из коэффициентов A_{ij} , не равен тождественно нулю. Следовательно, систему (14) можно разрешить относительно производных $q_1'', q_2'', \dots, q_n''$.

5. Случай, когда силы имеют силовую функцию. Уравнения Лагранжа значительно упрощаются, когда действующие на систему силы имеют силовую функцию, т. е. когда мы имеем:

$$X_i = \frac{\partial U}{\partial x_i}, \quad Y_i = \frac{\partial U}{\partial y_i}, \quad Z_i = \frac{\partial U}{\partial z_i} \quad (i=1, 2, \dots, k).$$

В этом случае выражение для R_j напишется в виде:

$$R_j = \sum_{i=1}^k \left(\frac{\partial U}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial q_j} + \frac{\partial U}{\partial y_i} \frac{\partial y_i}{\partial q_j} + \frac{\partial U}{\partial z_i} \frac{\partial z_i}{\partial q_j} \right) = \frac{\partial U}{\partial q_j} \quad (j=1, 2, \dots, n),$$

так что вычисление n величин R_j сводится к вычислению только одной функции U , зависящей от t и $q_1, q_2, \dots, q_n$. Уравнения Лагранжа примут следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial l}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial l}{\partial q_j} = \frac{\partial U}{\partial q_j} \quad (j=1, 2, \dots, n)$$

или

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) = \frac{\partial (T + U)}{\partial q_j} \quad (j=1, 2, \dots, n). \quad (15)$$

6. Вывод уравнений Лагранжа из принципа Гамильтона. Мы получили уравнения Лагранжа путем формального преобразования системы (2). Но те же уравнения можно получить другим, более простым и общим способом при помощи так называемого *принципа Гамильтона*, объединяющего в простой и изящной форме все основные законы динамики.

Пусть мы имеем систему k материальных точек, положение которых определяется n независимыми параметрами $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$. Если $n \neq 3k$, то на движение наложены связи. Если $n = 3k$, то система свободна.

Нетрудно видеть, что, вводя обобщенные координаты $q_1, q_2, \dots, q_n$, мы тем самым исключаем связи и, следовательно, можем всякую систему рассматривать как свободную.

Пусть T — живая сила системы, и движение происходит под действием сил, обладающих силовой функцией U . При этом T зависит от $t, q_1, q_2, \dots, q_n, q'_1, q'_2, \dots, q'_n$, а U зависит только от t и от $q_1, q_2, \dots, q_n$.

Рассмотрим два положения системы, соответствующие двум моментам времени $t=t_0$ и $t=t_1$ ($t_1 > t_0$). Принцип Гамильтона утверждает, что действительное движение системы отличается от всех других возможных движений тем, что оно удовлетворяет необходимому условию экстремума интеграла Гамильтона:

$$I = \int_{t_0}^{t_1} (T + U) dt. \quad (16)$$

Необходимым условием экстремума интеграла I является, как известно из вариационного исчисления¹⁾, равенство нулю первой вариации, т. е. мы должны иметь:

$$\delta I = \delta \int_{t_0}^{t_1} (T + U) dt = 0.$$

Как известно, функции $q_1, q_2, \dots, q_n$, имеющие данные значения при $t=t_0$ и $t=t_1$, и дающие экстремум интегралу I , должны удовлетворять уравнениям Эйлера, которые в данном случае напишутся в виде:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial (T + U)}{\partial q'_j} \right] - \frac{\partial (T + U)}{\partial q_j} = 0 \quad (j = 1, 2, \dots, n).$$

Так как U по условию не зависит от $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$, то $\frac{\partial U}{\partial q'_j} = 0$, и предыдущие уравнения примут вид:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial q'_j} \right) = \frac{\partial (T + U)}{\partial q_j},$$

а это и есть уравнения Лагранжа.

7. Преобразование уравнений движения к полярным координатам. В качестве примера применения уравнений Лагранжа рассмотрим преобразование системы (2) для случая $\kappa = 1$ к полярным координатам. В этом случае задача состоит в определении движения одной материальной точки под действием силы, составляющие которой по координатным осям суть X, Y, Z . Дифференциальные уравнения движения в прямоугольных координатах имеют вид:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = X, \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = Y, \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = Z.$$

¹⁾ См., например, Смирнов, Крылов и Канторович, Вариационное исчисление, КУБУЧ, 1933. Подробности о принципе Гамильтона см. Вебстер, Механика материальных точек, также Н. Розе, Теоретическая механика и М. Планк, Введение в общую механику.

Введем полярные координаты r , φ и θ формулами:

$$\begin{aligned}x &= r \cos \varphi \cos \theta, \\y &= r \cos \varphi \sin \theta, \\z &= r \sin \varphi,\end{aligned}\quad (17)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ есть радиус-вектор точки, φ — широта и θ — долгота. Живая сила T определяется формулой:

$$2T = m(x'^2 + y'^2 + z'^2).$$

Производные x' , y' , z' найдем, дифференцируя формулы (17) по t . Легко проверить, что мы получим:

$$\begin{aligned}x' &= r' \cos \varphi \cos \theta - r \sin \varphi \cos \theta \cdot \varphi' - r \cos \varphi \sin \theta \cdot \theta', \\y' &= r' \cos \varphi \sin \theta + r \sin \varphi \sin \theta \cdot \varphi' + r \cos \varphi \cos \theta \cdot \theta', \\z' &= r' \sin \varphi + r \cos \varphi \cdot \varphi',\end{aligned}$$

откуда находим без труда:

$$2T = m(r'^2 + r^2 \varphi'^2 + r^2 \cos^2 \varphi \cdot \theta'^2). \quad (18)$$

Принимая

$$q_1 = r, \quad q_2 = \varphi, \quad q_3 = \theta,$$

мы найдем:

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial q_1} = \frac{\partial T}{\partial r} &= mr\varphi'^2 + mr \cos^2 \varphi \cdot \theta'^2; & \frac{\partial T}{\partial q_1} = \frac{\partial T}{\partial r} &= mr'; \\ \frac{\partial T}{\partial q_2} = \frac{\partial T}{\partial \varphi} &= -mr \cos \varphi \sin \varphi \cdot \theta'^2; & \frac{\partial T}{\partial q_2} = \frac{\partial T}{\partial \varphi} &= mr^2 \varphi'; \\ \frac{\partial T}{\partial q_3} = \frac{\partial T}{\partial \theta} &= 0; & \frac{\partial T}{\partial q_3} = \frac{\partial T}{\partial \theta} &= mr^2 \cos^2 \varphi \cdot \theta'.\end{aligned}$$

Подставляя эти значения частных производных в уравнения Лагранжа (10), мы получим дифференциальные уравнения движения точки в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned}\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 - r \cos^2 \varphi \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= \frac{1}{m} R_1, \\ \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) + r^2 \cos \varphi \sin \varphi \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 &= \frac{1}{m} L_2, \\ \frac{d}{dt} \left(r^2 \cos^2 \varphi \frac{d\theta}{dt} \right) &= \frac{1}{m} R_3.\end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Если существует силовая функция U , то мы будем иметь:

$$R_1 = \frac{\partial U}{\partial r}, \quad R_2 = \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \quad R_3 = \frac{\partial U}{\partial \theta},$$

и уравнения еще более упростятся.

КАНОНИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ СВОЙСТВА

8. Канонические переменные. Уравнения Лагранжа, как мы показали, представляют систему совместных дифференциальных уравнений второго порядка. Как известно, увеличивая соответствующим образом число неизвестных функций, мы всегда можем заменить эту систему равносильной системой дифференциальных уравнений первого порядка. Эту замену можно произвести различными способами.

Мы рассмотрим теперь один специальный случай такого преобразования, который приведет нас к особенно удобной и симметричной форме дифференциальных уравнений, называемой *канонической*.

Пусть мы имеем систему n совместных дифференциальных уравнений в форме Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = R_i \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

Введем вместо производных $\dot{q}_i$ новые зависимые переменные p_i при помощи формул:

$$p_i = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i}. \quad (20)$$

Нетрудно видеть, что величины p_i будут линейными функциями величин $\dot{q}_i$, коэффициенты при которых зависят только от t и от $q_1, q_2, \dots, q_n$. Действительно, из формул (11), (12) и (13) мы имеем:

$$p_i = A_{i1} \dot{q}_1 + A_{i2} \dot{q}_2 + \dots + A_{in} \dot{q}_n + B_i \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

Так как было замечено, что детерминант, составленный из коэффициентов A_{ji} , не равен тождественно нулю, то величины p_i образуют систему независимых переменных. Таким образом вместо n переменных $q_1, q_2, \dots, q_n$ мы имеем теперь $2n$ переменных q_i и p_i . Эти новые переменные

$$\left. \begin{array}{l} q_1, q_2, \dots, q_n \\ p_1, p_2, \dots, p_n \end{array} \right\} \quad (21)$$

мы будем называть *каноническими переменными* или каноническими координатами.

Если значения этих величин известны для всякого момента времени, то движение системы полностью определено, так как q_i определяют положения точек системы, а p_i — их скорости.

9. Канонические уравнения. Выведем теперь дифференциальные уравнения, определяющие канонические переменные. Прежде всего мы имеем

$$\frac{dq_i}{dt} = \dot{q}_i, \quad \frac{dp_i}{dt} = \frac{\partial T}{\partial q_i} + R_i \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (22)$$

Остается выразить правые части этих уравнений через новые переменные q_i и p_i , а также через время. Для этого нужно определить $\dot{q}_i$ из уравнений (20), что всегда возможно, так как детерминант, составлен-

ный из коэффициентов при q'_i , не равен нулю, и подставить найденные значения в правые части уравнений (22). Эти вычисления можно значительно упростить введением вспомогательной функции K при помощи формулы:

$$K = p_1 q'_1 + p_2 q'_2 + \dots + p_n q'_n - T. \quad (23)$$

Считая $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$ функциями t и $q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$, определяемыми уравнениями (20), мы видим, что K также будет функцией всех этих переменных, и мы можем ее дифференцировать и по p_i и по q_i . Выполняя эти дифференцирования, мы найдем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial p_i} &= q'_1 + p_1 \frac{\partial q'_1}{\partial p_i} + p_2 \frac{\partial q'_2}{\partial p_i} + \dots + p_n \frac{\partial q'_n}{\partial p_i} - \\ &\quad - \frac{\partial T}{\partial q'_1} \frac{\partial q'_1}{\partial p_i} - \frac{\partial T}{\partial q'_2} \frac{\partial q'_2}{\partial p_i} - \dots - \frac{\partial T}{\partial q'_n} \frac{\partial q'_n}{\partial p_i} \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial q_i} &= p_1 \frac{\partial q'_1}{\partial q_i} + p_2 \frac{\partial q'_2}{\partial q_i} + \dots + p_n \frac{\partial q'_n}{\partial q_i} - \\ &\quad - \frac{\partial T}{\partial q'_1} \frac{\partial q'_1}{\partial q_i} - \frac{\partial T}{\partial q'_2} \frac{\partial q'_2}{\partial q_i} - \dots - \frac{\partial T}{\partial q'_n} \frac{\partial q'_n}{\partial q_i} - \frac{\partial T}{\partial q_i}. \end{aligned}$$

Нетрудно видеть ввиду формул (20), что в выражении для $\frac{\partial K}{\partial p_i}$ сокращаются все члены, кроме первого, а в выражении для $\frac{\partial K}{\partial q_i}$ — все члены, кроме последнего, так что мы имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial p_i} &= q'_i, \\ \frac{\partial K}{\partial q_i} &= -\frac{\partial T}{\partial q_i}, \end{aligned}$$

в силу чего уравнения (22) напишутся в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \frac{\partial K}{\partial p_i}, \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial K}{\partial q_i} - R_i \end{aligned} \right\} \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (24)$$

Для функции K можно найти очень простое выражение. Действительно, вставляя в формулу:

$$K = \sum_{i=1}^n p_i q'_i - T = \sum_{i=1}^n \frac{\partial T}{\partial q'_i} q'_i - T$$

вместо живой силы T ее выражение (11), мы получим:

$$K = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial T_0}{\partial q'_i} + \frac{\partial T_1}{\partial q'_i} \right) q'_i - T_1 - T_0.$$

Но мы видели, что T_2 и T_1 суть однородные функции от q'_i второго и первого измерения соответственно. Применяя теорему Эйлера об однородных функциях, известную из курса анализа, мы можем написать:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\partial T_2}{\partial q'_i} q'_i = 2T_2, \quad \sum_{i=1}^n \frac{\partial T_1}{\partial q'_i} q'_i = T_1,$$

вследствие чего выражение для K примет вид:

$$K = T_2 - T_0. \quad (25)$$

Если, как это часто бывает, живая сила T есть однородный многочлен второй степени относительно $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$, то $T_1 = T_0 \equiv 0$, $T \equiv T_2$, и мы имеем просто:

$$K = T.$$

Для небесной механики очень важен случай, когда существует силовая функция. Тогда уравнения (24) значительно упрощаются. Действительно, в этом случае:

$$R_i = \frac{\partial U}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

и мы имеем:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial K}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial K}{\partial q_i} + \frac{\partial U}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

Так как U не зависит от p_i , то $\frac{\partial U}{\partial p_i} \equiv 0$, и мы ничего не изменим в предыдущих уравнениях, написав их в виде:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial K}{\partial p_i} - \frac{\partial U}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial K}{\partial q_i} + \frac{\partial U}{\partial q_i}.$$

Полагая, наконец:

$$H = K - U = T_2 - T_0 - U, \quad (26)$$

мы дадим каноническим уравнениям следующую окончательную форму:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (27)$$

Функция H , определяющая аналитическую структуру правых частей уравнений (27), называется *характеристической функцией* системы канонических уравнений. Очевидно, что H , вообще говоря, зависит от t и от всех канонических переменных $q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$. Заметим, что, написав уравнения движения в канонической форме, мы ничуть не уменьшили трудности задачи, и уравнения (27) так же трудно интегрировать, как и первоначальную систему (2). Однако симметричная форма уравнений (27) делает их более удобными в теоретических исследованиях и позволяет иногда получить некоторые свойства движения более просто, чем при помощи уравнений (2).

10. Выражение для H в функции канонических переменных. Нам остается теперь выразить характеристическую функцию H через q_i и p_i .

Мы имеем:

$$H = T_2 \dots T_0 \dots U,$$

где T_0 и U зависят только от t и $q_1, q_2, \dots, q_n$. Наоборот, T_2 зависит еще от q'_i и является однородным многочленом второй степени относительно этих переменных. Наша задача, очевидно, будет выполнена, если мы выразим T_2 в функции от p_i . Так как p_i связаны с q'_i линейными соотношениями, то T_2 представится в виде многочлена второй степени относительно p_i .

Найдем теперь этот многочлен. Решая уравнения (20) относительно $q'_1, q'_2, \dots, q'_n$, мы получим:

$$\begin{aligned} q'_i &= A_{1i}(p_1 - B_1) + A_{2i}(p_2 - B_2) + \dots + A_{ni}(p_n - B_n) \dots \\ &= \sum_{j=1}^n A_{ji}(p_j - B_j), \end{aligned} \quad (28)$$

где коэффициенты A_{ji} зависят только от t и $q_1, q_2, \dots, q_n$.

Рассмотрим теперь выражение для T_2 . Воспользовавшись теоремой Эйлера, мы можем представить его в виде:

$$T_2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\partial T_2}{\partial q'_i} q'_i, \quad (29)$$

но

$$p_i = \frac{\partial T}{\partial q'_i} = \frac{\partial T_2}{\partial q'_i} + \frac{\partial T_1}{\partial q'_i} = \frac{\partial T_2}{\partial q'_i} + B_i,$$

откуда

$$\frac{\partial T_2}{\partial q'_i} = p_i - B_i,$$

и формула (29) напишется следующим образом:

$$T_2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (p_i - B_i) q'_i.$$

Подставляя теперь вместо q'_i его выражение (28), мы получим:

$$T_2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n A_{ji}(p_j - B_j)(p_i - B_i). \quad (30)$$

Вообще T_2 уже не будет однородным многочленом относительно $p_1, p_2, \dots, p_n$, но если $T_1 \equiv 0$, то B_i также равно нулю при любом значении i , и мы имеем:

$$T_2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n A_{ij} v_i v_j, \quad (31)$$

что является однородной функцией второго измерения.

11. **Случай, когда H не содержит явно времени.** Если характеристическая функция H не зависит от времени, то система (27) всегда имеет интеграл вида $H = \text{const.}$

Действительно, помножим уравнения (27) соответственно на $\frac{dp_i}{dt}$ и на $\frac{dq_i}{dt}$ и затем сложим все уравнения. Мы получим:

$$0 = \frac{\partial H}{\partial p_1} \frac{dp_1}{dt} + \frac{\partial H}{\partial p_2} \frac{dp_2}{dt} + \dots + \frac{\partial H}{\partial p_n} \frac{dp_n}{dt} + \frac{\partial H}{\partial q_1} \frac{dq_1}{dt} + \frac{\partial H}{\partial q_2} \frac{dq_2}{dt} + \dots + \frac{\partial H}{\partial q_n} \frac{dq_n}{dt}.$$

Так как по условию H зависит только от $q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n$, то правая часть последнего уравнения совпадает с полной производной от функции H по t , и мы можем написать:

$$\frac{dH}{dt} = 0,$$

откуда

$$H = \text{const.},$$

что и требовалось доказать.

Заметим, что полученный интеграл не всегда совпадает с интегралом живых сил, который имеет вид:

$$T = U + h,$$

где h — произвольная постоянная.

Действительно, вставляя вместо T его выражение (11), мы получим для интеграла живых сил выражение:

$$T_2 + T_1 + T_0 = U + h,$$

а для интеграла $H = \text{const.}$:

$$T_2 - T_0 = U + \text{const.}$$

Мы видим, что эти два равенства действительно различны и совпадают только в том случае, когда T есть однородный многочлен второй степени относительно q'_i . Тогда

$$K = T, \quad H = T - U,$$

и различие между двумя предыдущими формулами исчезает.

12. Преобразование канонических уравнений. Канонические уравнения обладают одним замечательным свойством, которое заключается в том, что они не изменяют своего вида при некоторых преобразованиях зависимых переменных q_i и p_i . Это свойство было открыто Якоби и формулируется в виде теоремы, называемой *теоремой Якоби*.

Мы докажем сначала более общую теорему, принадлежащую Шарлье, из которой теорема Якоби получается как частный случай. Пусть имеем каноническую систему:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (32)$$

где характеристическая функция H есть произвольная функция от $t, q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$. Пусть далее:

$$\psi(q_1, q_2, \dots, q_n; \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n; t)$$

будет произвольная функция от n величин $q_1, q_2, \dots, q_n$, n новых величин $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ и t .

Введем вместо переменных:

$$q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$$

новые переменные:

$$\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$$

при помощи уравнений:

$$\frac{\partial \psi}{\partial q_i} = p_i, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \xi_i} = -\tau_i \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (33)$$

Из этих уравнений мы можем определить, например, старые переменные в функции новых и времени:

$$\left. \begin{aligned} q_i &= q_i(t, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n), \\ p_i &= p_i(t, \xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n), \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (34)$$

Теорема, которую мы хотим доказать, формулируется следующим образом:

Если переменные q_i и p_i преобразованы в новые переменные ξ_i, τ_i , причем старые и новые переменные связаны уравнениями (34), то дифференциальные уравнения для новых переменных также будут иметь каноническую форму и напишутся в виде:

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \frac{\partial R}{\partial \tau_i}, \quad \frac{d\tau_i}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial \xi_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (35)$$

где R — новая характеристическая функция, определяемая формулой:

$$R = H + \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (36)$$

Доказательство. Характеристическая функция H зависит от $t, q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$. Если мы подставим вместо этих переменных их выражения (34), полученные разрешением уравнений (33), то H будет функцией t и $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$, и мы можем ее дифференцировать частным образом по любой из этих переменных. Дифференцируем сначала по τ_i . Находим:

$$\frac{\partial H}{\partial \tau_i} = \sum_{j=1}^n \frac{\partial H}{\partial q_j} \frac{\partial q_j}{\partial \tau_i} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial H}{\partial p_j} \frac{\partial p_j}{\partial \tau_i}$$

или ввиду уравнений (32):

$$\frac{\partial H}{\partial \tau_i} = - \sum_{j=1}^n \frac{dp_j}{dt} \frac{\partial q_j}{\partial \tau_i} + \sum_{j=1}^n \frac{dq_j}{dt} \frac{\partial p_j}{\partial \tau_i}.$$

Далее из уравнений (33) находим:

$$\frac{\partial p_j}{\partial \tau_i} = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial q_k} \frac{\partial q_k}{\partial \tau_i},$$

откуда

$$\frac{\partial H}{\partial \tau_i} = - \sum_{j=1}^n \frac{dp_j}{dt} \frac{\partial q_j}{\partial \tau_i} + \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{dq_j}{dt} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial q_k} \frac{\partial q_k}{\partial \tau_i}.$$

Заменяя теперь в первой сумме индекс j на k и изменяя порядок суммирования во второй сумме, мы напомним предыдущее равенство в виде:

$$\frac{\partial H}{\partial \tau_i} = \sum_{k=1}^n \frac{\partial q_k}{\partial \tau_i} \left[- \frac{dp_k}{dt} + \sum_{j=1}^n \frac{dq_j}{dt} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial q_j} \right].$$

Продифференцируем затем уравнение:

$$p_k = \frac{\partial \psi}{\partial q_k}$$

по t . Мы получим:

$$\frac{d^2 k}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial q_j} \frac{dq_j}{dt} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial \tau_j} \frac{d\tau_j}{dt} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial t},$$

с помощью чего выражение для $\frac{\partial H}{\partial \eta_i}$ напишется в виде:

$$\frac{\partial H}{\partial \eta_i} = - \sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial q}{\partial \eta_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial \dot{z}_j} \frac{d\dot{z}_j}{dt} - \sum_{k=1}^n \frac{\partial q_k}{\partial \eta_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial t}.$$

Коэффициент при $\frac{d\dot{z}_j}{dt}$ в этом выражении равен:

$$- \sum_{k=1}^n \frac{\partial q_k}{\partial \eta_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial \dot{z}_j}.$$

Но если мы будем дифференцировать уравнение:

$$- \tau_{ij} = \frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_j}$$

по $\tau_{i1}, \tau_{i2}, \dots, \tau_{in}$, то мы получим:

$$0 = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial \dot{z}_j \partial q_k} \frac{\partial q_k}{\partial \tau_{ij}} \quad (j \neq i)$$

и для $j = i$:

$$-1 = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial \dot{z}_j \partial q_k} \frac{\partial q_k}{\partial \eta_j}.$$

Следовательно, в выражении для $\frac{\partial H}{\partial \eta_i}$ из двойной суммы остается только один член, и мы имеем:

$$\frac{\partial H}{\partial \eta_i} = \frac{d\dot{z}_i}{dt} - \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial t} \frac{\partial q_k}{\partial \eta_i}.$$

Полагая теперь:

$$R = H + \frac{\partial \psi}{\partial t},$$

мы напомним последнее уравнение в следующем виде:

$$\frac{d\dot{z}_i}{dt} = \frac{\partial R}{\partial \eta_i},$$

и следовательно, половина теоремы доказана.

Дифференцируем теперь H по ξ_i . Получим:

$$\frac{\partial H}{\partial \xi_i} = \sum_{j=1}^n \frac{\partial H}{\partial q_j} \frac{\partial q_j}{\partial \xi_i} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial H}{\partial p_j} \frac{\partial p_j}{\partial \xi_i} = - \sum_{j=1}^n \frac{dp_j}{dt} \frac{\partial q_j}{\partial \xi_i} + \sum_{j=1}^n \frac{dq_j}{dt} \frac{\partial p_j}{\partial \xi_i}.$$

Дифференцируя затем уравнение:

$$p_j = \frac{\partial \psi}{\partial q_j},$$

по ξ_i и по t , мы получаем соотношения:

$$\frac{\partial p_j}{\partial \xi_i} = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial q_k} \frac{\partial q_k}{\partial \xi_i} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial t},$$

и

$$\frac{dp_j}{dt} = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial q_k} \frac{dq_k}{dt} + \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial \xi_k} \frac{d\xi_k}{dt} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial t},$$

с помощью которых выражение для $\frac{\partial H}{\partial \xi_i}$ напишется в виде:

$$\frac{\partial H}{\partial \xi_i} = - \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{\partial q_j}{\partial \xi_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial \xi_k} \frac{d\xi_k}{dt} - \sum_{j=1}^n \frac{\partial q_j}{\partial \xi_i} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial t} + \sum_{j=1}^n \frac{dq_j}{dt} \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_j \partial \xi_i}.$$

Чтобы упростить последнее выражение, продифференцируем по ξ_i формулу:

$$-r_{ik} = \frac{\partial \psi}{\partial \xi_k}.$$

Получим

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_k \partial q_j} \frac{\partial q_j}{\partial \xi_i} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_k \partial \xi_i},$$

с помощью чего находим:

$$\frac{\partial H}{\partial \xi_i} = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_k \partial \xi_i} \frac{d\xi_k}{dt} + \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial \xi_i} \frac{dq_k}{dt} - \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial t} \frac{\partial q_k}{\partial \xi_i}.$$

С другой стороны, дифференцируя по t уравнение:

$$-r_{ii} = \frac{\partial \psi}{\partial \xi_i},$$

получим:

$$-\frac{d\eta_i}{dt} = \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_i \partial q_k} \frac{dq_k}{dt} + \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_i \partial \xi_k} \frac{d\xi_k}{dt} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_i \partial t}.$$

Вычитая это соотношение из предыдущего, имеем:

$$\frac{\partial H}{\partial \xi_i} = -\frac{d\eta_i}{dt} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi_i \partial t} - \sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial q_k \partial t} \frac{\partial q_k}{\partial \xi_i}.$$

Так как

$$-\frac{\partial \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)}{\partial \dot{z}_i} = \frac{\partial \psi}{\partial t} \frac{\partial}{\partial \dot{z}_i} + \sum_{k=1}^n \frac{\partial \psi}{\partial t} \frac{\partial q_k}{\partial \dot{z}_i},$$

то окончательно мы можем написать:

$$\frac{d\eta_i}{dt} = -\frac{\partial \left(H + \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)}{\partial \dot{z}_i} = -\frac{\partial R}{\partial \dot{z}_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

и теорема доказана в полном объеме.

13. Теорема Якоби. Если функция преобразования ψ не зависит от времени, то $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$, и характеристическая функция преобразованной системы получается простой подстановкой в H вместо q_i и p_i их выражений в функции новых переменных.

Преобразованная система напишется в виде:

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \eta_i}, \quad \frac{d\eta_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \dot{z}_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (37)$$

т. е. преобразованная система имеет в точности такой же вид, как и первоначальная, с той же самой характеристической функцией. Это и составляет содержание теоремы Якоби. Более полно теорему Якоби можно сформулировать следующим образом: каноническая система

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (38)$$

преобразуется в каноническую систему того же вида:

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \eta_i}, \quad \frac{d\eta_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \dot{z}_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (39)$$

если новые переменные определяются одним из нижеследующих четырех способов:

- 1) $\frac{\partial \psi}{\partial q_i} = p_i, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_i} = -\eta_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$
 $\psi = \psi(q_1, q_2, \dots, q_n, \dot{z}_1, \dot{z}_2, \dots, \dot{z}_n).$
- 2) $\frac{\partial \psi}{\partial p_i} = q_i, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta_i} = -\dot{z}_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$
 $\psi = \psi(p_1, p_2, \dots, p_n, \eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n).$
- 3) $\frac{\partial \psi}{\partial q_i} = p_i, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta_i} = -\dot{z}_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$
 $\psi = \psi(q_1, q_2, \dots, q_n, \eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n).$
- 4) $\frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_i} = q_i, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_i} = -\eta_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$
 $\psi = \psi(p_1, p_2, \dots, p_n, \dot{z}_1, \dot{z}_2, \dots, \dot{z}_n).$

При этом функция преобразования ψ во всех четырех случаях остается совершенно произвольной.

14. Формулировка Пуанкаре теоремы Якоби. Рассмотрим функцию преобразования ψ , соответствующую, например, случаю 1, и образуем ее полный дифференциал $d\psi$.

Мы имеем:

$$d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial q_1} dq_1 + \frac{\partial \psi}{\partial q_2} dq_2 + \dots + \frac{\partial \psi}{\partial q_n} dq_n + \frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_1} d\dot{z}_1 + \frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_2} d\dot{z}_2 + \dots + \frac{\partial \psi}{\partial \dot{z}_n} d\dot{z}_n.$$

С помощью уравнений, связывающих старые и новые переменные, мы напишем последнее соотношение в виде:

$$d\psi = p_1 dq_1 + p_2 dq_2 + \dots + p_n dq_n - r_{11} d\dot{z}_1 - r_{12} d\dot{z}_2 - \dots - r_{1n} d\dot{z}_n,$$

откуда следует, что выражение:

$$\sum_{i=1}^n p_i dq_i - \sum_{i=1}^n r_{1i} d\dot{z}_i \quad (40)$$

есть полный дифференциал, и мы можем дать теореме Якоби следующую формулировку:

Если соотношения, связывающие старые и новые переменные, таковы, что выражение (40) есть полный дифференциал, то замена переменных не изменяет канонической формы уравнений ¹⁾.

Аналогичный результат получаем также, рассматривая функцию преобразования, соответствующую остальным трем случаям, вследствие чего теорема Якоби получает такую общую формулировку:

Канонические уравнения не изменяют своего вида при таких преобразованиях переменных, при которых одно из следующих выражений

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^n p_i dq_i - \sum_{i=1}^n r_{1i} d\dot{z}_i, \\ \sum_{i=1}^n q_i dp_i - \sum_{i=1}^n \dot{z}_i dr_{1i}, \\ \sum_{i=1}^n p_i dq_i + \sum_{i=1}^n \dot{z}_i dr_{1i}, \\ \sum_{i=1}^n q_i dp_i + \sum_{i=1}^n r_{1i} d\dot{z}_i \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

есть полный дифференциал.

¹⁾ См. H. Poincaré, Leçons de Mécanique Céleste, Paris 1905.

УРАВНЕНИЕ ГАМИЛЬТОНА-ЯКОБИ

15. Уравнение Гамильтона-Якоби. Задача об интегрировании канонической системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (42)$$

где H есть функция $t, q_1, q_2, \dots, q_n; p_1, p_2, \dots, p_n$, находится в замечательной связи с интегрированием одного дифференциального уравнения с частными производными первого порядка. Это дифференциальное уравнение получается следующим образом.

Заменим в выражении характеристической функции H величины p_i частными производными первого порядка от некоторой функции V и напишем уравнение:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + H\left(t, q_1, q_2, \dots, q_n; \frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial V}{\partial q_n}\right) = 0. \quad (43)$$

Уравнение (43) есть нелинейное дифференциальное уравнение с частными производными первого порядка и с неизвестной функцией V от $n+1$ переменных $t, q_1, q_2, \dots, q_n$. Так как H есть известная функция своих переменных, то построить это уравнение всегда возможно.

Допустим, что мы сумели проинтегрировать уравнение (43) и нашли его полный интеграл, т. е. какую-то функцию V , удовлетворяющую уравнению (43) и содержащую n произвольных постоянных. Пусть этот полный интеграл будет:

$$V = V(t, q_1, q_2, \dots, q_n; \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n), \quad (44)$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ — произвольные постоянные¹⁾. Тогда решение системы (42) дается следующей теоремой, доказанной впервые Гамильтоном и независимо от него Якоби и носящей поэтому название теоремы Гамильтона-Якоби.

16. Теорема Гамильтона-Якоби. Если $V(t, q_1, \dots, q_n, \alpha_1, \dots, \alpha_n)$ есть полный интеграл уравнения Гамильтона-Якоби (43), то общий интеграл канонической системы (42) дается следующими уравнениями:

$$(45) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial V}{\partial \alpha_1} = \beta_1, & \frac{\partial V}{\partial q_1} = p_1, \\ \frac{\partial V}{\partial \alpha_2} = \beta_2, & \frac{\partial V}{\partial q_2} = p_2, \\ \dots & \dots \\ \frac{\partial V}{\partial \alpha_n} = \beta_n, & \frac{\partial V}{\partial q_n} = p_n, \end{array} \right. \quad (46)$$

где $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$ суть n новых произвольных постоянных.

¹⁾ Строго говоря, функция (44) не является в точности полным интегралом уравнения (43), так как полный интеграл должен содержать столько же произвольных постоянных, сколько имеется независимых переменных, т. е. $n+1$. Но легко видеть, что функция (44) отличается от полного интеграла только на несущественную аддитивную постоянную. Действительно, уравнению (43) удовлетворяет также функция $V + c$, где c — недостающая для полного интеграла, постоянная.

и уравнение Гамильтона-Якоби примет следующий вид:

$$H(q_1, q_2, \dots, q_n; \frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial W}{\partial q_n}) = h. \quad (53)$$

Это уравнение проще уравнения (43), так как в него не входит t и, следовательно, независимых переменных на одно меньше. Найдя интеграл этого уравнения, зависящий от $n-1$ произвольных постоянных, мы по формуле (52) получим полный интеграл уравнения Гамильтона-Якоби, так как последней недостающей постоянной будет h . Интеграл уравнения (53) напишется в виде:

$$W = W(q_1, q_2, \dots, q_n; h, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n).$$

Следовательно, полный интеграл уравнения Гамильтона-Якоби будет иметь вид:

$$V = -ht + W(q_1, q_2, \dots, q_n; h, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n).$$

Применяя теперь теорему Гамильтона-Якоби, мы получим общий интеграл канонической системы (42) в виде:

$$(54) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial W}{\partial h} = t + \beta, & \frac{\partial W}{\partial q_1} = p_1, \\ \frac{\partial W}{\partial \alpha_2} = \beta_2, & \frac{\partial W}{\partial q_2} = p_2, \\ \frac{\partial W}{\partial \alpha_3} = \beta_3, & \frac{\partial W}{\partial q_3} = p_3, \\ \dots & \dots \\ \frac{\partial W}{\partial \alpha_n} = \beta_n, & \frac{\partial W}{\partial q_n} = p_n. \end{array} \right. \quad (55)$$

Все уравнения (54), кроме первого, не содержат независимого переменного t . Следовательно, мы можем из них определить какие-нибудь $n-1$ из величин q_i в функции одной из них, например q_1 , и произвольных постоянных. Например, мы можем написать:

$$\left. \begin{array}{l} q_2 = Q_2(q_1; h, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \beta_2, \dots, \beta_n), \\ q_3 = Q_3(q_1; h, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \beta_2, \dots, \beta_n), \\ \dots \\ q_n = Q_n(q_1; h, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \beta_2, \dots, \beta_n). \end{array} \right\} \quad (56)$$

Уравнения (56) не содержат времени и поэтому дают только геометрическую картину движения. Эти уравнения можно назвать *уравнениями траектории системы*, понимая под траекторией геометрическое место точек одного измерения в пространстве n измерений. Вставляя выражения (56) в первое уравнение (54), мы получим соотношение между t и q_1 , с помощью которого можем определить q_1 , а затем $q_2, \dots, q_n$ в функции времени и произвольных постоянных.

18. Обратная теорема. Мы показали выше, что интегрирование канонической системы дифференциальных уравнений (42) приводится к интегрированию одного дифференциального уравнения с частными производными первого порядка.

Покажем теперь, наоборот, что нахождение полного интеграла уравнения Гамильтона-Якоби приводится к интегрированию канонической системы (42)¹⁾.

Действительно, рассмотрим уравнение (43) и перепишем его, пользуясь обычными обозначениями теории уравнений с частными производными в виде:

$$F = p + H(t, q_1, q_2, \dots, q_n; p_1, p_2, \dots, p_n) = 0, \quad (57)$$

где

$$p = \frac{\partial V}{\partial t} \text{ и } p_i = \frac{\partial V}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

Для нахождения полного интеграла уравнения (57) мы воспользуемся методом характеристик Коши. Следуя этому методу, нужно прежде всего составить дифференциальные уравнения для характеристик. Эти уравнения в общем виде пишутся следующим образом:

$$\frac{dt}{P} = \frac{dq_i}{P_i} = \frac{-dp_i}{X_i + Z \cdot p_i} = \frac{-dp}{X + Z \cdot p} = \frac{dV}{pP + p_1P_1 + \dots + p_nP_n}$$

$$(i = 1, 2, \dots, n),$$

где

$$P = \frac{\partial F}{\partial t}, \quad P_i = \frac{\partial F}{\partial p_i}, \quad X = \frac{\partial F}{\partial t}, \quad X_i = \frac{\partial F}{\partial q_i}, \quad Z = \frac{\partial F}{\partial V}.$$

Для уравнения (57) эти величины, как легко проверить, имеют следующие значения:

$$P = 1, \quad P_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad X = \frac{\partial H}{\partial t}, \quad X_i = \frac{\partial H}{\partial q_i}, \quad Z = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

кроме того:

$$pP + p_1P_1 + \dots + p_nP_n = p + \sum_{i=1}^n p_iP_i = \sum_{i=1}^n \frac{\partial H}{\partial p_i} p_i - H,$$

и уравнения характеристик примут вид:

$$\frac{dt}{1} = \frac{dq_i}{\frac{\partial H}{\partial p_i}} = \frac{dp_i}{-\frac{\partial H}{\partial q_i}} = \frac{dp}{-\frac{\partial H}{\partial t}} = \frac{dV}{\sum \frac{\partial H}{\partial p_i} p_i - H}. \quad (58)$$

¹⁾ См. литографированный курс проф. Д. Е. Меньшова, Интегрирование уравнений с частными производными первого порядка Изд. МГУ, 1932, или Э. Гурса, Курс математического анализа, т. II, ч. 2. ГТТИ, 1933, а также проф. Н. М. Гюнтер, Интегрирование уравнений первого порядка в частных производных, ГТТИ, 1934.

Все отношения, входящие в систему (58), кроме двух последних, не содержат ни p ни V , и мы можем написать их в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

которые в точности совпадают с каноническими уравнениями, и H есть их характеристическая функция.

Допустим, что мы сумели каким-то способом решить эту систему и нашли q_i и p_i в функции t и $2n$ произвольных постоянных, которые можно выразить через начальные значения q_i^0 и p_i^0 переменных q_i и p_i при $t = t_0$, где t_0 — фиксированное число. Это решение напишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} q_i &= f_i(t, q_1^0, q_2^0, \dots, q_n^0, p_1^0, p_2^0, \dots, p_n^0), \\ p_i &= \varphi_i(t, q_1^0, q_2^0, \dots, q_n^0, p_1^0, p_2^0, \dots, p_n^0), \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

где $(i = 1, 2, \dots, n)$.

Чтобы проинтегрировать до конца систему (58), мы должны еще выразить V и p в функции t и начальных значений.

Для этого приравняем предпоследнее и последнее из отношений (58) первому, что даст уравнения:

$$\frac{dV}{dt} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial H}{\partial p_i} p_i - H, \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial t}. \quad (60)$$

Правые части этих уравнений не содержат ни V ни p , а только t , q_i и p_i . Подставляя вместо q_i и p_i полученные их значения (59), мы сделаем правые части уравнений (60) функциями одного только t , и, следовательно, величины V и p найдутся простыми квадратурами:

$$\left. \begin{aligned} V &= \int_{t_0}^t \left(\sum_{i=1}^n \frac{\partial H}{\partial p_i} p_i - H \right) dt + V^0, \\ p &= - \int_{t_0}^t \frac{\partial H}{\partial t} dt + p^0, \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

где V^0 и p^0 суть значения функций V и p при $t = t_0$. Равенства (59) и (61) определяют решения системы (58), которые принимают значения q_i^0, p_i^0, V^0, p^0 при $t = t_0$ и представляют характеристики уравнения (57).

Чтобы получить полный интеграл, мы должны теперь, следуя методу Койли, составить из характеристик интегральное многообразие или интегральную поверхность $n+1$ измерений. Для этого нужно выразить

q_i^0, p_i^0, V^0 и p^0 в функции от n независимых переменных $u_1, u_2, \dots, u_n$ и притом так, чтобы выполнялись равенства:

$$\left. \begin{aligned} p^0 + H(t_0, q_1^0, q_2^0, \dots, q_n^0, p_1^0, p_2^0, \dots, p_n^0) &= 0, \\ dV^0 &= p^0 dt_0 + p_1^0 dq_1^0 + p_2^0 dq_2^0 + \dots + p_n^0 dq_n^0, \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

геометрическое значение которых очевидно. Мы достигнем цели, положив:

$$\left. \begin{aligned} q_i^0 &= u_i, \quad p_i^0 = a_i \quad (i = 1, 2, \dots, n), \\ V^0 &= a_1 u_1 + a_2 u_2 + \dots + a_n u_n + a_{n+1}, \\ p^0 &= -H(t_0, u_1, u_2, \dots, u_n; a_1, a_2, \dots, a_n). \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Действительно, подставляя в последнее равенство (63) вместо u_i и a_i их значения, мы видим, что первое равенство (62) удовлетворяется. Далее, вычисляя dV^0 , найдем:

$$dV^0 = a_1 du_1 + a_2 du_2 + \dots + a_n du_n,$$

что совпадает со вторым равенством (62), так как $dt_0 = 0$. С помощью формул (63) уравнения характеристик примут вид:

$$\begin{aligned} q_i &= f_i(t, u_1, u_2, \dots, u_n; a_1, a_2, \dots, a_n), \\ p_i &= \varphi_i(t, u_1, u_2, \dots, u_n; a_1, a_2, \dots, a_n), \\ p &= - \int_{t_0}^t \frac{\partial H}{\partial t} dt - H(t, u_1, u_2, \dots, u_n; a_1, a_2, \dots, a_n), \\ V &= \int_{t_0}^t \left(\sum_{i=1}^n \frac{\partial H}{\partial p_i} p_i - H \right) dt + a_1 u_1 + a_2 u_2 + \dots + a_n u_n + a_{n+1}. \end{aligned}$$

Чтобы получить, наконец, полный интеграл уравнения (57), достаточно выразить $u_1, u_2, \dots, u_n$ в функции $t, q_1, q_2, \dots, q_n, a_1, a_2, \dots, a_n$ из уравнений:

$$q_i = f_i(t, u_1, u_2, \dots, u_n; a_1, a_2, \dots, a_n)$$

и подставить найденные значения в выражение для V . Тогда V выразится как функция $n+1$ независимых переменных $t, q_1, q_2, \dots, q_n$ и $n+1$ произвольных постоянных $a_1, a_2, \dots, a_n, a_{n+1}$. Мы видим, что одна постоянная a_{n+1} действительно входит в интеграл в виде отдельного слагаемого. Отбросив эту постоянную, мы получим интеграл, о котором шла речь в § 15.

Теперь связь между канонической системой и уравнением Гамильтона-Якоби установлена полностью. Интегрирование канонической системы сводится к интегрированию уравнения Гамильтона-Якоби, и, наоборот, интегрирование уравнения Гамильтона-Якоби зависит от решения канони-

ческой системы. Кажется, что мы попали в заколдованный круг, и тогда естественно возникает вопрос, для чего же было введено в рассмотрение уравнение Гамильтона-Якоби и какой смысл имеет доказанная в § 16 теорема?

Ответ на этот вопрос заключается в том, что для нахождения полного интеграла уравнения Гамильтона-Якоби не всегда необходимо применять метод Коши, и иногда полный интеграл можно найти более элементарными способами, при помощи какого-нибудь искусственного приема, а тогда интегрирование канонической системы, конечно, чрезвычайно облегчается.

19. Интегрирование уравнения Гамильтона-Якоби. Вообще говоря, интегрирование нелинейных уравнений с частными производными первого порядка представляет очень трудную и сложную задачу. Поэтому интегрировать уравнение Гамильтона-Якоби почти никогда не удастся. Только в некоторых наиболее простых случаях оказывается возможным получить полный интеграл каким-нибудь искусственным способом. Эти случаи в небесной механике немногочисленны, и характерно то, что эти же случаи могут быть исследованы и непосредственно, не прибегая к помощи теоремы Гамильтона-Якоби. Неизвестно пока ни одного случая, который допускал бы разрешение только этим методом, так что эффективность его весьма невелика. Однако с теоретической стороны он представляет большой интерес, и не исключена возможность, что в будущем метод Гамильтона-Якоби позволит решать такие задачи, которые не поддаются разрешению никакими другими методами.

Уравнением Гамильтона-Якоби занимались многие видные математики, но результаты их многочисленных исследований довольно незначительны. Удалось только найти некоторые случаи, в которых уравнение Гамильтона-Якоби разрешается в квадратурах, но, к сожалению, громадное большинство задач динамики к этим случаям не подходит.

Лиувиль первый указал случай, когда уравнение Гамильтона-Якоби интегрируется в квадратурах. Затем более общий случай указал Штеккель, и позднейшие исследования были посвящены различным обобщениям результатов Штеккеля и Лиувилля. В 1911 г. Бургатти поставил общую задачу — найти все случаи, в которых уравнение Гамильтона-Якоби интегрируется в квадратурах. Его анализ привел к довольно общей форме уравнения, из которой все предыдущие получаются как частные случаи.

Мы рассмотрим последовательно случай интегрируемости Лиувилля, затем проф. Н. Д. Монсеева, случай Штеккеля и в заключение приведем вкратце соображения Бургатти.

20 Случай интегрируемости Лиувилля. Пусть живая сила T есть однородная функция второй степени относительно обобщенных скоростей, вида:

$$T = \frac{1}{2} b [A_1(q_1) q_1'^2 + A_2(q_2) q_2'^2 + \dots + A_n(q_n) q_n'^2], \quad (64)$$

где

$$b = \sum_{i=1}^n B_i(q_i) = B_1(q_1) + B_2(q_2) + \dots + B_n(q_n), \quad (65)$$

и пусть силовая функция U зависит только от обобщенных координат q_i и определяется формулой:

$$U = \frac{1}{b} \sum_{i=1}^n U_i(q_i) = \frac{U_1(q_1)}{B_1(q_1) + B_2(q_2) + \dots + B_n(q_n)}.$$

Тогда уравнение Гамильтона-Якоби интегрируется в квадратурах.

Для доказательства этой теоремы составим прежде всего выражение для характеристической функции H . Так как T содержит только члены с квадратами q'_i , то $T_2 = T$, и мы имеем:

$$H = T - U = \frac{1}{2} b \sum_{i=1}^n A_i(q_i) q_i'^2 - \frac{1}{b} \sum_{i=1}^n U_i(q_i).$$

Теперь выразим T и H в функции канонических переменных. Так как $p_i = \frac{\partial T}{\partial q'_i}$, то мы находим:

$$p_i = b A_i(q_i) q'_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

откуда, как нетрудно проверить,

$$T = \frac{1}{2b} \sum_{i=1}^n \frac{p_i^2}{A_i(q_i)}$$

и

$$H = \frac{1}{b} \sum_{i=1}^n \left[\frac{p_i^2}{A_i(q_i)} - U_i(q_i) \right].$$

Так как характеристическая функция H не содержит явно t , то уравнение Гамильтона-Якоби напишется в виде:

$$\frac{1}{b} \sum_{i=1}^n \left[\frac{1}{2A_i(q_i)} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} \right)^2 - U_i(q_i) \right] = h \quad (66)$$

или ввиду формулы (65):

$$\sum_{i=1}^n \left[\frac{1}{2A_i(q_i)} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} \right)^2 - U_i(q_i) \right] = h \sum_{i=1}^n B_i(q_i). \quad (67)$$

Остается найти интеграл этого уравнения, зависящий, кроме h , еще от $n-1$ произвольных постоянных. Переносим в уравнении (67) член

$h \sum_{i=1}^n B_i(q_i)$ в левую часть и написав уравнение в виде:

$$\sum_{i=1}^n \left[\frac{1}{2A_i(q_i)} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} \right)^2 - U_i(q_i) - h B_i(q_i) \right] = 0,$$

мы замечаем, что левая часть является суммой n слагаемых, каждое из которых зависит только от одной переменной q_i . Очевидно, что мы удовлетворим этому уравнению, приравняв каждое слагаемое в отдельности произвольной постоянной, т. е. полагая:

$$-\frac{1}{2A_i(q_i)} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} \right)^2 - U_i(q_i) - hB_i(q_i) = \alpha_i \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (68)$$

при условии, что

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i = 0.$$

Уравнения (68) представляют n независимых обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, интегрирующихся в квадратурах. Действительно, разрешая эти уравнения относительно производных, мы имеем:

$$\frac{\partial W}{\partial q_i} = \sqrt{2A_i(q_i) [U_i(q_i) + hB_i(q_i) + \alpha_i]} \quad (i=1, 2, \dots, n),$$

откуда

$$W = \int \sqrt{2A_i(q_i) [U_i(q_i) + hB_i(q_i) + \alpha_i]} dq_i \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (69)$$

Произвольных постоянных к интегралам прибавлять нет надобности, так как мы уже ввели достаточное количество постоянных. Искомый интеграл уравнения (67) мы получим, суммируя выражения (68) для всех значений i от 1 до n .

$$W = \sum_{i=1}^n \int \sqrt{2A_i(q_i) [U_i(q_i) + hB_i(q_i) + \alpha_i]} dq_i. \quad (70)$$

Нетрудно проверить путем подстановки, что функция W , определяемая формулой (70), действительно удовлетворяет уравнению (67). Кроме того, в W входит необходимое количество произвольных постоянных. Действительно, в W входит h и n постоянных $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$, которые связаны соотношением:

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i = 0.$$

Следовательно, из n постоянных α_i независимыми являются только $n-1$, и всего W содержит n независимых постоянных. Получив W , мы найдем общий интеграл соответствующей канонической системы по формулам (54) и (55) § 17.

21. Случай интегрируемости Н. Д. Моисеева. В теореме Лиувилля живая сила T является однородной функцией обобщенных скоростей q'_i . Проф. Н. Д. Моисеев обобщил теорему Лиувилля на случай, когда T является неоднородной функцией второй степени специального

вида, и доказал более общую теорему, из которой теорема Лиувилля получается как частный случай ¹⁾.

Пусть живая сила определяется формулой:

$$T = \frac{1}{2} \Phi \sum_{i=1}^n [A_i q_i'^2 + 2B_i q_i' + C_i], \quad (71)$$

где каждый из коэффициентов A_i является функцией только одной переменной q_i , а коэффициенты B_i и C_i определяются формулами:

$$B_i = -\frac{r_i(q_i)}{\Phi},$$

$$C_i = -\frac{c_i(q_i)}{\Phi^2} \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

причем

$$\Phi = \sum_{i=1}^n r_i(q_i),$$

и пусть силовая функция U имеет вид:

$$U = \frac{1}{\Phi} \sum_{i=1}^n U_i(q_i).$$

Тогда уравнение Гамильтона-Якоби интегрируется в квадратурах.

Ход доказательства этой теоремы будет такой же, как и в предыдущем параграфе. Характеристическая функция H в данном случае определяется формулой:

$$H = T_2 - T_0 - U,$$

откуда

$$H = \frac{1}{2} \Phi \sum_{i=1}^n [A_i q_i'^2 - C_i] - \frac{1}{\Phi} \sum_{i=1}^n U_i. \quad (72)$$

Вводим канонические переменные при помощи формул:

$$p_i = \frac{\partial T}{\partial q_i'},$$

откуда ввиду выражения для живой силы (71) получаем:

$$p_i = \Phi (A_i q_i' + B_i) \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

¹⁾ Этот случай был лично сообщен автору проф. Н. Д. Моисеевым с любезным разрешением изложить его в настоящих дополнениях. Приводимая нами теорема была доказана проф. Н. Д. Моисеевым весной 1934 г. и еще нигде не опубликована.

Определяя отсюда q'_i и подставляя в формулу (72), получим:

$$H = \frac{1}{2} \Phi \sum_{i=1}^n \left[\frac{1}{A_i} \left(\frac{p_i}{\Phi} - B_i \right)^2 - C_i \right] - \frac{1}{\Phi} \sum_{i=1}^n U_i.$$

Вставляя сюда вместо B_i и C_i их выражения и упрощая, найдем окончательно:

$$H = \frac{1}{2\Phi} \sum_{i=1}^n \left[\frac{1}{A_i} (p_i - b_i)^2 - c_i \right] - \frac{1}{\Phi} \sum_{i=1}^n U_i,$$

и уравнение Гамильтона-Якоби напишется в виде:

$$\sum_{i=1}^n \left[\frac{1}{A_i} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} - b_i \right)^2 - c_i \right] - 2 \sum_{i=1}^n U_i = 2h\Phi = 2h \sum_{i=1}^n \varphi_i$$

или

$$\sum_{i=1}^n \left\{ \frac{1}{A_i} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} - b_i \right)^2 - c_i - 2U_i - 2h\varphi_i \right\} = 0. \quad (73)$$

Мы удовлетворим этому уравнению, полагая:

$$\frac{1}{A_i} \left(\frac{\partial W}{\partial q_i} - b_i \right)^2 - c_i - 2U_i - 2h\varphi_i = \alpha_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (74)$$

при условии, что

$$\sum_{i=1}^n \alpha_i = 0.$$

Нетрудно видеть, что каждое уравнение (74) интегрируется отдельно разделением переменных, и мы найдем искомым интеграл уравнения (73) взяв сумму решений всех уравнений (74). Этот интеграл напишется, следовательно, следующим образом:

$$W = \sum_{i=1}^n \int \left\{ b_i + \sqrt{A_i [c_i + 2U_i + 2h\varphi_i + \alpha_i]} \right\} dq_i, \quad (75)$$

и теорема проф. Н. Д. Моисеева доказана. Полагая здесь $B_i \equiv C_i \equiv 0$, мы опять получаем теорему Лиувилля.

22. Случай интегрируемости Штеккеля. Пусть даны $n(n+1)$ функций, из которых каждая зависит только от одной переменной

$$\varphi_{ij}(q_i) \text{ и } U_i(q_i) \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

Мы удовлетворим этому уравнению, полагая

$$\left(\frac{\partial W}{\partial q_i}\right)^2 = 2U_i + 2h\varphi_{i1} + \sum_{j=2}^n a_j \varphi_{ij} \quad (i=1, 2, \dots, n), \quad (83)$$

где $a_2, a_3, \dots, a_n$ — произвольные постоянные. Чтобы доказать это, подставим в уравнение (82) вместо $\left(\frac{\partial W}{\partial q_i}\right)^2$ из выражения (83) и убедимся, что в результате подстановки получится тождество. Выполняя подстановку, мы, как нетрудно видеть, получим для левой части уравнения (82) выражение:

$$\sum_{i=1}^n \left(A_i \sum_{j=2}^n a_j \varphi_{ij} \right). \quad (84)$$

Собирая в последнем выражении члены, мы представим (84) в виде:

$$\sum_{i=1}^n \left(A_i \sum_{j=2}^n a_j \varphi_{ij} \right) = \sum_{j=2}^n a_j \left(\sum_{i=1}^n A_i \varphi_{ij} \right) = \sum_{j=2}^n a_j D_j.$$

Покажем теперь, что все коэффициенты D_j тождественно равны нулю. Действительно, мы имеем:

$$D_j = \sum_{i=1}^n A_i \varphi_{ij} \quad (j=2, 3, \dots, n),$$

что ввиду формул (79) примет вид:

$$D_j = \frac{1}{\Delta} \sum_{i=1}^n \varphi_{ij} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{i1}}.$$

Но сумма $\sum_{i=1}^n \varphi_{ij} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{i1}}$ представляет собой сумму произведений элементов j -й строки детерминанта Δ на миноры первой строки этого же детерминанта. Так как $j=2, 3, \dots, n$, то для каждого значения j эта сумма есть нуль. Следовательно, $D_j=0$, и выражение (84) есть тождественный нуль, и уравнение (80) удовлетворяется значениями $\frac{\partial W}{\partial q_i}$, определяемыми формулами (83). Но правая часть каждого уравнения (83) содержит только одну независимую переменную q_i . Следовательно, интегрируя каждое уравнение (83) в отдельности и беря сумму полученных решений, мы найдем искомым интеграл уравнения (80) в следующем виде:

$$W = \sum_{i=1}^n \int \sqrt{2U_i + 2h\varphi_{i1} + \sum_{j=2}^n a_j \varphi_{ij}} dq_i, \quad (85)$$

и теорема Штеккеля доказана.

23. Исследования Бургатти. Мы рассмотрели в предыдущих параграфах некоторые специальные формы уравнения Гамильтона-Якоби, которые допускают интегрирование в квадратурах. Естественно возникает вопрос — не существует ли других случаев, также приводящихся к квадратурам, и если они существуют, то нельзя ли найти более общую форму уравнения Гамильтона-Якоби, обладающего этим свойством?

Мы уже указывали, что этой задачей занимались многие видные математики, и эти исследования были до известной степени завершены Бургатти.

Предположим заранее, что уравнение Гамильтона Якоби имеет вид:

$$\sum_{r,s=1}^n A_{rs} \frac{\partial W}{\partial q_r} \frac{\partial W}{\partial q_s} = 2 [U(q_1, q_2, \dots, q_n) + h], \quad (86)$$

где левая часть есть однородная функция второй степени относительно производных $\frac{\partial W}{\partial q_i}$ с коэффициентами, зависящими от $q_1, q_2, \dots, q_n$.

Спрашивается, какой вид должны иметь эти коэффициенты и силовая функция, чтобы уравнение (86) интегрировалось разделением переменных?

Для того чтобы решить эту задачу, Бургатти подходит к ней с обратного конца. Он предполагает, что интеграл уравнения (86) найден указанным способом в виде:

$$W = \sum_{i=1}^n \varphi_i(q_i, h, \alpha_1, \dots, \alpha_n) \quad (87)$$

и путем исключения постоянных $\alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_n$ получает то уравнение, для которого (87) является полным интегралом. Это уравнение мы получим, исключая постоянные из уравнений:

$$\frac{\partial W}{\partial q_i} = \varphi'_i(q_i, h, \alpha_1, \dots, \alpha_n) \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (88)$$

и Бургатти ищет наиболее общий вид функций φ'_i , при котором это исключение дает уравнение вида (86). Что этот выбор действительно может привести к цели, показывает следующий пример:

Выберем функции φ'_i так, чтобы уравнение (88) имело следующий вид:

$$\left(\frac{\partial W}{\partial q_i} \right)^2 = 2U_i(q_i) + 2h\varphi_{i1}(q_i) + \alpha_2\varphi_{i2}(q_i) + \dots + \alpha_n\varphi_{in}(q_i) \quad (89)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n),$$

где φ_{ij} суть n^2 функций, каждая из которых зависит только от одной переменной и таких, что детерминант:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \varphi_{11}(q_1), & \varphi_{12}(q_1), & \dots, & \varphi_{1n}(q_1) \\ \varphi_{21}(q_2), & \varphi_{22}(q_2), & \dots, & \varphi_{2n}(q_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_{n1}(q_n), & \varphi_{n2}(q_n), & \dots, & \varphi_{nn}(q_n) \end{vmatrix}$$

не равен тождественно нулю ¹⁾. Исключая из уравнений (89) постоянные $a_1, \dots, a_n$, мы получим уравнение:

$$\begin{vmatrix} \left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 - 2U_1(q_1) - 2h\varphi_{11}(q_1), & \varphi_{12}(q_1), & \dots, & \varphi_{1n}(q_1) \\ \left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 - 2U_2(q_2) - 2h\varphi_{21}(q_2), & \varphi_{22}(q_2), & \dots, & \varphi_{2n}(q_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \left(\frac{\partial W}{\partial q_n}\right)^2 - 2U_n(q_n) - 2h\varphi_{n1}(q_n), & \varphi_{n2}(q_n), & \dots, & \varphi_{nn}(q_n) \end{vmatrix} = 0.$$

Чтобы показать, что это уравнение принадлежит к типу (86), разложим детерминант, стоящий в левой части, по элементам первого столбца. Мы получим:

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 - 2U_1(q_1) - 2h\varphi_{11}(q_1) \right] \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{11}} + \left[\left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 - 2U_2(q_2) - 2h\varphi_{21}(q_2) \right] \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{21}} + \dots \\ & \dots + \left[\left(\frac{\partial W}{\partial q_n}\right)^2 - 2U_n(q_n) - 2h\varphi_{n1}(q_n) \right] \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{n1}} = 0. \end{aligned}$$

Раскрывая в последнем уравнении скобки и деля все уравнение на Δ , мы получим:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial W}{\partial q_i}\right)^2 \frac{1}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{i1}} = 2 \left\{ \sum_{i=1}^n \frac{1}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{i1}} U_i(q_i) + h \right\}, \quad (90)$$

так как

$$\varphi_{11} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{11}} + \varphi_{21} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{21}} + \dots + \varphi_{n1} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{n1}} = \Delta.$$

Уравнение, очевидно, принадлежит к виду (86), и, кроме того, оно совпадает с уравнением (80), так что мы опять возвращаемся к теореме Штеккеля. Таким же образом получаются уравнения Гамильтона-Якоби и при других выборах функций φ'_i . Бургатти нашел наиболее общий вид для этих функций, но доказать, что этот вид действительно самый общий, ему не удалось. Мы не будем приводить выражений для φ'_i , найденных Бургатти. Они достаточно сложны и для нашей цели непосредственного интереса не представляют.

24. Метод вариации произвольных постоянных. В предыдущих параграфах мы подробно рассмотрели уравнение Гамильтона-Якоби и показали, как с его помощью интегрируется каноническая система дифференциальных уравнений. Однако в большинстве случаев этот метод оказывается неприменимым ввиду того, что в задачах небесной механики уравнение Гамильтона-Якоби большей частью не принадлежит ни к одному из рассмотренных интегрируемых типов и даже к более общим типам, указанным Бургатти. Однако на практике метод Гамильтона-Якоби все-таки можно использовать, соединяя его с методом вариации произвольных

¹⁾ Детерминант Δ , очевидно, тот же самый, как и в теореме Штеккеля.

постоянных, который мы сейчас здесь и рассмотрим. Пусть нам дана каноническая система:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_i}, \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial q_i} \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (91)$$

где характеристическая функция H зависит от времени и переменных q_i, p_i . Разложим H произвольным образом на две части, полагая

$$H = H_0 + H_1, \quad (92)$$

и рассмотрим каноническую систему с характеристической функцией H_0 :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \frac{\partial H_0}{\partial p_i}, \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial H_0}{\partial q_i} \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (93)$$

Предположим, что соответствующее уравнение Гамильтона-Якоби

$$\frac{\partial V}{\partial t} + H_0(t, q_1, q_2, \dots, q_n; \frac{\partial V}{\partial q_1}, \frac{\partial V}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial V}{\partial q_n}) = 0 \quad (94)$$

мы сумели каким-то способом проинтегрировать. Тогда на основании теоремы Гамильтона-Якоби мы можем написать общий интеграл системы (93) в виде:

$$\frac{\partial V}{\partial q_i} = p_i, \quad \frac{\partial V}{\partial t} = -\beta_i \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (95)$$

Решая уравнения (95) относительно q_i и p_i , мы получим:

$$\left. \begin{aligned} q_i &= q_i(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n; \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n), \\ p_i &= p_i(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n; \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n) \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (96)$$

Функции (96) удовлетворяют в силу теоремы Гамильтона-Якоби системе (93), но они, конечно, не удовлетворяют первоначальной системе (91). Но мы можем рассматривать величины α_i и β_i не как постоянные, а как новые переменные, связанные со старыми переменными соотношениями (95) или (96). Иными словами, мы можем произвести в уравнениях (91) замену переменных с функцией преобразования V . Тогда по теореме Шарлье (см. § 11) новые переменные α_i и β_i определятся канонической системой:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i}{dt} &= \frac{\partial R}{\partial \beta_i}, \\ \frac{d\beta_i}{dt} &= -\frac{\partial R}{\partial \alpha_i} \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (97)$$

с новой характеристической функцией

$$R = H + \frac{\partial V}{\partial t}.$$

Но из уравнения (94) мы имеем:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -H_0.$$

Следовательно, мы будем иметь:

$$R = H - H_0 = H_1,$$

и система (97) напишется в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\alpha_i}{dt} &= \frac{\partial H_1}{\partial \beta_i}, \\ \frac{d\beta_i}{dt} &= -\frac{\partial H_1}{\partial \alpha_i} \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (98)$$

Решая эту систему, мы получим α_i и β_i в функции времени и новых произвольных постоянных α'_i, β'_i в виде:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i &= \alpha_i(t, \alpha'_1, \alpha'_2, \dots, \alpha'_n; \beta'_1, \beta'_2, \dots, \beta'_n), \\ \beta_i &= \beta_i(t, \alpha'_1, \alpha'_2, \dots, \alpha'_n; \beta'_1, \beta'_2, \dots, \beta'_n) \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (99)$$

Подставляя затем эти значения α_i и β_i в уравнения (96), мы получим и общий интеграл канонической системы (91).

Этот метод широко применяется в небесной механике, где обычно функцию H_0 выбирают таким образом, чтобы движение, определяемое формулами (96), было невозмущенным кеплеровским движением. Тогда α_i и β_i суть величины, определяющие положение и форму конических сечений, которые рассматриваются как промежуточные орбиты. Так как в истинных орбитах эти величины суть функции времени, определяемые уравнениями (99), то мы приходим таким образом к методу возмущения элементов, который был рассмотрен другим путем в главе X книги Мультона.

Величины α_i и β_i называются в небесной механике *каноническими элементами*, и функция H_1 *пертурбационной функцией*.

25. Случай, когда H не содержит времени. В задачах небесной механики переменные α_i и β_i обычно оказываются неудобными, и поэтому, пользуясь теоремами о преобразовании канонических уравнений, их заменяют какими-нибудь другими более подходящими и также каноническими переменными. Ниже мы рассмотрим некоторые системы этих переменных, а сейчас разберем случай, когда характеристическая функция H не содержит явно времени. В этом случае уравнение (94) можно заменить следующим:

$$H_0(q_1, q_2, \dots, q_n; \frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial W}{\partial q_n}) = h, \quad (100)$$

и функцию H_0 всегда можно выбрать так, чтобы это уравнение принадлежало к одному из рассмотренных выше интегрируемых типов. Тогда мы можем найти полный интеграл этого уравнения:

$$W = W(q_1, q_2, \dots, q_n; \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n).$$

Постоянную h можно рассматривать, как мы это делали выше, совпадающей с одной из постоянных $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ или можно считать более общим образом h известной функцией от $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$:

$$h = C(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n).$$

Тогда преобразование переменных определится формулами:

$$\frac{\partial W}{\partial q_i} = p_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

$$\frac{\partial W}{\partial \alpha_i} = \frac{\partial C}{\partial \alpha_i} \cdot t - \beta_i$$

и в качестве новых переменных мы можем принять величины:

$$\left. \begin{array}{l} \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \\ w_1, w_2, \dots, w_n, \end{array} \right\} \quad (101)$$

где

$$w_i = -\frac{\partial C}{\partial \alpha_i} \cdot t + \beta_i \quad (i = 1, 2, \dots, n).$$

Действительно, на основании теоремы Якоби (см. § 13) переменные (101) также будут каноническими и будут определяться системой:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{d\alpha_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial w_i}, \\ \frac{dw_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \alpha_i} \end{array} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (102)$$

с той же самой характеристической функцией H . На этом мы закончим изложение общей теории канонических уравнений и в следующих параграфах рассмотрим приложение разобранных методов к некоторым задачам небесной механики.

Не имея возможности уделять слишком много места этим вопросам, мы ограничимся рассмотрением задачи о двух телах и некоторых вопросов, относящихся к задаче о трех телах.

ЗАДАЧА О ДВУХ ТЕЛАХ

26. Канонические уравнения задачи о двух телах. В главе V были выведены дифференциальные уравнения относительного движения в задаче о двух телах. Пусть m_1 и m_2 две материальные точки. Их массы будем обозначать теми же буквами. Уравнения движения точки m_2 относительно m_1 имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\mu x}{r^3} &= 0, \\ \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{\mu y}{r^3} &= 0, \\ \frac{d^2z}{dt^2} + \frac{\mu z}{r^3} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (103)$$

где $\mu = k^2(m_1 + m_2)$, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ и k^2 — постоянная тяготения. Вводя силовую функцию U формулой:

$$U = \frac{\mu}{r} = \frac{\mu}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (104)$$

мы напомним систему (103) в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{\partial U}{\partial x}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{\partial U}{\partial y}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{\partial U}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (105)$$

Интеграл живых сил, как легко проверить, имеет вид:

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right] = U + h.$$

Следовательно, мы можем положить

$$T = \frac{1}{2} (x'^2 + y'^2 + z'^2). \quad (106)$$

Так как

$$\frac{\partial T}{\partial x'} = x', \quad \frac{\partial T}{\partial y'} = y', \quad \frac{\partial T}{\partial z'} = z',$$

то за канонические переменные можно взять величины:

$$x, y, z, x', y', z',$$

и дифференциальные уравнения относительного движения в канонической форме напишутся следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial x'}, & \frac{dx'}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial x}, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial y'}, & \frac{dy'}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial y}, \\ \frac{dz}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial z'}, & \frac{dz'}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (107)$$

где

$$H = T - U = \frac{1}{2} (x'^2 + y'^2 + z'^2) - \frac{\mu}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (108)$$

Перейдем теперь к полярным координатам, полагая:

$$\begin{aligned} x &= r \cos \varphi \cos \theta, \\ y &= r \cos \varphi \sin \theta, \\ z &= r \sin \varphi. \end{aligned}$$

Выражение для живой силы (см. § 7) будет иметь вид:

$$T = \frac{1}{2} [r'^2 + r^2 \varphi'^2 + r^2 \cos^2 \varphi \cdot \theta'^2].$$

Положим теперь

$$q_1 = r, \quad q_2 = \varphi, \quad q_3 = \theta.$$

Тогда

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial r} = r', \quad p_2 = \frac{\partial T}{\partial \varphi} = r^2 \varphi', \quad p_3 = \frac{\partial T}{\partial \theta} = r^2 \cos^2 \varphi \cdot \theta'. \quad (109)$$

Применяя теорему Якоби в формулировке Пуанкаре (см. § 14), составим выражение:

$$x'dx + y'dy + z'dz - p_1 dq_1 - p_2 dq_2 - p_3 dq_3; \quad (110)$$

ввиду выражений для q_i и p_i находим, что это выражение равно:

$$x'dx + y'dy + z'dz - r'dr - r^2 \varphi' d\varphi - r^2 \cos^2 \varphi \cdot \theta' d\theta,$$

а это ввиду равенств (106) и (109) есть тождественный нуль. Следовательно, выражение (110) является полным дифференциалом, и новые переменные:

$$\begin{aligned} q_1, \quad q_2, \quad q_3, \\ p_1, \quad p_2, \quad p_3 \end{aligned}$$

определяются также канонической системой с той же самой характеристической функцией:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_i}, \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \end{aligned} \right\} \quad (111)$$

где $i = 1, 2, 3$.

Выражая H через новые переменные, мы найдем:

$$H = \frac{1}{2} \left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{r^2} + \frac{p_3^2}{r^2 \cos^2 \varphi} \right) - \frac{\mu}{r}, \quad (112)$$

где для простоты оставлены старые обозначения канонических координат q_1, q_2 и q_3 .

27. Интегрирование уравнения Гамильтона-Якоби. Так как характеристическая функция системы (111) не содержит явно времени, то уравнение Гамильтона-Якоби для задачи о двух телах может быть написано в виде:

$$\left(\frac{\partial W}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial W}{\partial \varphi}\right)^2 + \frac{1}{r \cdot \cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial W}{\partial \theta}\right)^2 = \frac{2\mu}{r} + 2h_1. \quad (113)$$

Интегрировать это уравнение можно двумя различными способами, которые мы здесь оба рассмотрим. Во-первых, к уравнению (113) можно применить теорему Штеккеля. Действительно, положим

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{11} &= 1, & \varphi_{12} &= 0, & \varphi_{13} &= 0, \\ \varphi_{12} &= -\frac{1}{r^2}, & \varphi_{22} &= 1, & \varphi_{23} &= 0, \\ \varphi_{13} &= 0, & \varphi_{23} &= -\frac{1}{\cos^2 \varphi}, & \varphi_{33} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (114)$$

и

$$U_1 = \frac{\mu}{r}, \quad U_2 = 0, \quad U_3 = 0; \quad (115)$$

составим теперь детерминант:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \varphi_{11} & \varphi_{21} & \varphi_{31} \\ \varphi_{12} & \varphi_{22} & \varphi_{32} \\ \varphi_{13} & \varphi_{23} & \varphi_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{r^2} & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\cos^2 \varphi} & 1 \end{vmatrix} = 1.$$

Далее находим коэффициенты A_1, A_2, A_3 по формулам:

$$A_1 = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{11}}, \quad A_2 = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{21}}, \quad A_3 = \frac{1}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \varphi_{31}}.$$

Легко проверить, что мы получаем:

$$A_1 = 1, \quad A_2 = \frac{1}{r^2}, \quad A_3 = \frac{1}{r^2 \cos^2 \varphi},$$

и уравнение (113) действительно имеет вид, необходимый для применения теоремы Штеккеля. Искомый интеграл определится по формуле (85) § 22. Вставляя в эту формулу вместо функций φ_{ij} и U_i их значения из формул (114) и (115), мы напомним интеграл уравнения (113) в следующем виде:

$$W = \int \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h - \frac{\alpha_1}{r^2}} dr + \int \sqrt{\alpha_2 - \frac{\alpha_3}{\cos^2 \varphi}} d\varphi + \int \sqrt{\alpha_3} d\theta. \quad (116)$$

Из этого выражения прежде всего следует, что α_3 должно быть положительным, иначе последний интеграл в формуле (116), а следовательно, и W будут мнимыми. Но если $\alpha_3 > 0$, то и α_2 должно также быть поло-

жительным, иначе второй интеграл в формуле (116) будет мнимым. По этому мы положим:

$$\begin{aligned}a_2 &= h_2^2, \\ a_3 &= h^2,\end{aligned}$$

и для симметрии в обозначениях положим еще

$$h = h_1.$$

Тогда W напишется в виде:

$$W = \int \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}} dr + \int \sqrt{h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}} d\varphi + h_3 \cdot \theta. \quad (117)$$

Решение задачи получится по формулам (54) § 17 в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial h_1} &= t + H_1, \\ \frac{\partial W}{\partial h_2} &= H_2, \\ \frac{\partial W}{\partial h_3} &= H_3. \end{aligned} \right\} \quad (118)$$

Постоянные:

$$\left. \begin{aligned} h_1, h_2, h_3, \\ H_1, H_2, H_3 \end{aligned} \right\} \quad (119)$$

образуют систему канонических постоянных.

Найдем теперь интеграл уравнения (113) непосредственно, не прибегая к помощи теоремы Штеккеля. Замечая, что уравнение (113) не содержит явно переменной θ , будем искать его решение в виде:

$$W = h_3 \theta + W_1, \quad (120)$$

где W_1 зависит только от r и φ . Из (120) мы находим:

$$\frac{\partial W}{\partial r} = \frac{\partial W_1}{\partial r}, \quad \frac{\partial W}{\partial \varphi} = \frac{\partial W_1}{\partial \varphi}, \quad \frac{\partial W}{\partial \theta} = h_3,$$

и уравнение (113) примет вид:

$$\left(\frac{\partial W_1}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial W_1}{\partial \varphi}\right)^2 + \frac{h_3^2}{r^2 \cos^2 \varphi} = \frac{2\mu}{r} + 2h_1. \quad (121)$$

Мы удовлетворим этому уравнению, полагая:

$$\left(\frac{\partial W_1}{\partial \varphi}\right)^2 + \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi} = h_2^2 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial W_1}{\partial r}\right)^2 + \frac{h_3^2}{r^2} = \frac{2\mu}{r} + 2h_1.$$

Каждое из этих уравнений легко интегрируется отдельно, и мы можем написать:

$$W_1 = \int \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}} dr + \int \sqrt{h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}} d\varphi. \quad (122)$$

Подставляя найденное выражение W_1 в формулу (120) и сравнивая результат с выражением для W (117), мы видим, что интеграл имеет в точности такой же вид, как и полученный из теоремы Штекеля.

28. Канонические элементы для эллиптической орбиты. Из интеграла живых сил мы имеем, обозначая через V скорость точки m_2 относительно m_1 :

$$V^2 = \frac{2\mu}{r} + h_1.$$

Обозначая через V_0 и r_0 начальную скорость и начальный радиус-вектор, мы находим:

$$h_1 = V_0^2 - \frac{2\mu}{r_0}.$$

Из главы V известно, что орбита точки m_2 есть эллипс, парабола или гипербола в зависимости от того, меньше, равна или больше нуля постоянная интеграла живых сил.

Если $h_1 < 0$, то $V_0^2 < \frac{2\mu}{r_0}$ — орбита эллипс.

» $h_1 = 0$, » $V_0^2 = \frac{2\mu}{r_0}$ — » парабола.

» $h_1 > 0$, » $V_0^2 > \frac{2\mu}{r_0}$ — » гипербола.

Исходя из полученного выражения для полного интеграла уравнения Гамильтона-Якоби, можно исследовать каждый из этих трех случаев и получить формулы, найденные в главе V другим методом. Мы ограничимся рассмотрением только эллиптического движения как имеющего наибольший интерес для практических применений небесной механики.

Составим общий интеграл эллиптического движения по формулам (118). Перепишем предварительно выражение для W в немного измененном виде, приписав входящим в формулу (117) интегралам переменные верхние пределы и произвольные постоянные нижние пределы, что мы вправе сделать, так как изменение нижних пределов изменяет только несущественную для нас аддитивную постоянную в выражении полного интеграла уравнения Гамильтона-Якоби.

Для первого интеграла мы возьмем в качестве нижнего предела величину r_1 , которую пока оставим неопределенной, а для второго интеграла возьмем в качестве нижнего предела нуль.

Тогда мы имеем:

$$W = \int_{r_1}^r \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}} dr + \int_0^\varphi \sqrt{h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}} d\varphi + h_3 \theta. \quad (123)$$

Для определения r_1 рассмотрим уравнение:

$$\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2} = 0$$

или

$$2\mu r + 2h_1 r^2 - h_2^2 = 0. \quad (124)$$

Так как по условию $h_1 < 0$, то оба корня этого уравнения действительны и положительны. Примем за r_1 наименьший корень этого уравнения. Другой корень обозначим через r_2 . Теперь составим уравнения (118). Мы имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h_1} \int_{r_1}^r \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}} dr &= \int_{r_1}^r \frac{dr}{\sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}}} - \\ &- \sqrt{\frac{2\mu}{r_1} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r_1^2}} \frac{\partial r_1}{\partial h_1}. \end{aligned}$$

Так как r_1 есть корень уравнения (124), то второе слагаемое в правой части пропадает. Вычисляя таким же образом остальные частные производные, мы напомним уравнения (118) в следующем виде:

$$H_1 + t = \int_{r_1}^r \frac{dr}{\sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}}}, \quad (125)$$

$$H_2 = h_2 \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}}} - h_3 \int_{r_1}^r \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}}}, \quad (126)$$

$$H_3 = \theta - h_3 \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi \sqrt{h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}}}. \quad (127)$$

Эти уравнения определяют координаты r , φ и θ в функции времени и шести произвольных постоянных h_1 , h_2 , h_3 , H_1 , H_2 , H_3 . Мы не будем

выводить эти формулы и давать подробный анализ эллиптического движения, так как все это подробно рассмотрено в главе V. Мы ограничимся только тем, что дадим геометрическое значение каждой из шести постоянных, выразив их через обычные эллиптические элементы орбиты.

Формула (125) показывает, что движение будет действительным только для тех положительных значений r , для которых выражение

$$\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}$$

остается положительным. Отсюда следует, что r должно заключаться между r_1 и r_2 , и эти величины суть наименьшее и наибольшее значения радиуса-вектора. Так как m , движется по эллипсу, то, обозначая через a и e большую полуось и эксцентриситет этого эллипса, мы имеем:

$$r_1 = a(1 - e), \quad r_2 = a(1 + e).$$

С другой стороны, r_1 и r_2 суть корни уравнения (124). Следовательно:

$$r_1 + r_2 = -\frac{2\mu}{h_1}, \quad r_1 r_2 = -\frac{h_2^2}{h_1}.$$

Из этих формул находим без труда:

$$h_1 = -\frac{2\mu}{a}, \quad h_2 = \sqrt{\mu a(1 - e^2)}.$$

Положим теперь в формуле (125) $r = r_1$. Обозначая соответствующее значение времени через τ , получим:

$$H_1 = -\tau.$$

Но при $r = r_1$ точка m находится в перигелии своей орбиты. Следовательно, $-H_1$ есть время прохождения через перигелий.

Рассмотрим далее формулу (127). Чтобы движение было действительным, необходимо, чтобы:

$$h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}$$

было положительным. Но φ изменяется между $-i$ и $+i$, где i обозначает наклонность орбиты к плоскости xOy . Следовательно, мы должны иметь:

$$h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 i} = 0,$$

откуда:

$$h_3 = h_2 \cos i = \sqrt{\mu a(1 - e^2)} \cos i.$$

Далее, при $\varphi=0$ формула (127) дает:

$$H_3 = \vartheta_{\varphi=0}.$$

Но при $\varphi=0$ точка m_2 проходит через восходящий узел своей орбиты. Следовательно, $\vartheta_{\varphi=0}$ есть долгота восходящего узла, и мы имеем:

$$H_3 = \Omega.$$

Остается получить геометрическое значение постоянной H_2 . Для этого введем вместо φ вспомогательную переменную u формулой:

$$\sin \varphi = \sin i \sin u.$$

Из § 10 главы V очевидно, что u есть аргумент широты. Преобразуя первый интеграл формулы (126), мы получим:

$$h_2 \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{h_2^2 - \frac{h_3^2}{\cos^2 \varphi}}} = \int_0^{\varphi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\cos^2 \varphi - \cos^2 i}} = \int_0^u \frac{\sin i \cos u du}{\sqrt{\sin^2 i \cos^2 u}} = u,$$

и формула (126) напишется в виде:

$$H_2 = u - h_2 \int_{r_1}^r \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}}};$$

полагая здесь $r=r_1$, мы найдем:

$$H_2 = u_{r=r_1}.$$

Но $u_{r=r_1}$ есть аргумент широты в момент прохождения через перигелий. Следовательно:

$$H_2 = \pi - \Omega,$$

где π обозначает долготу перигелия орбиты. Окончательно система канонических элементов определится следующими формулами:

$$\begin{aligned} h_1 &= -\frac{\mu}{2a}, & h_2 &= \sqrt{\mu a (1-e^2)}, & h_3 &= \sqrt{\mu a (1-e^2)} \cos i, \\ H_1 &= -\tau, & H_2 &= \pi - \Omega, & H_3 &= \Omega. \end{aligned} \quad (128)$$

Выражения для координат r, φ, ϑ или x, y, z в функции эллиптических элементов были получены в главе V. Теперь мы можем выразить

координаты в функции канонических элементов $h_1, h_2, h_3, H_1, H_2, H_3$. Например, мы можем написать:

$$\left. \begin{aligned} x &= x(t, h_1, h_2, h_3, H_1, H_2, H_3), \\ y &= y(t, h_1, h_2, h_3, H_1, H_2, H_3), \\ z &= z(t, h_1, h_2, h_3, H_1, H_2, H_3), \end{aligned} \right\} \quad (129)$$

и канонические постоянные h_i и H_i можно определить, зная начальные значения $x^0, y^0, z^0, x'^0, y'^0, z'^0$ координат и составляющих скоростей точки m_3 . Заметим, что система постоянных h_i, H_i является не единственной системой канонических постоянных, и в небесной механике обычно употребляются другие, иногда более удобные элементы. Некоторые из них мы укажем в следующих параграфах.

ЗАДАЧА О ТРЕХ ТЕЛАХ

29. Канонические уравнения задачи о трех телах. Пусть A, B, C будут три материальные точки. Их массы будем обозначать буквами m_1, m_2 и m_3 . Обозначим абсолютные координаты массы m_i через x_i, y_i, z_i , тогда силовая функция U напишется в виде:

$$U = k^2 \left(\frac{m_2 m_3}{r_{23}} + \frac{m_3 m_1}{r_{31}} + \frac{m_1 m_2}{r_{12}} \right) = \frac{1}{2} \sum \frac{k^2 m_i m_j}{r_{ij}}, \quad (130)$$

где k^2 — постоянная тяготения и

$$r_{ij}^2 = (x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2 \quad (i, j = 1, 2, 3).$$

Уравнения движения напишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial x_i}, \\ m_i \frac{d^2 y_i}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial y_i}, \\ m_i \frac{d^2 z_i}{dt^2} &= \frac{\partial U}{\partial z_i} \end{aligned} \right\} (i = 1, 2, 3) \quad (131)$$

и представляют систему 18-го порядка.

Для удобства изложения мы будем в последующем обозначать все координаты одной буквой, таким образом, что

$$\begin{array}{llll} x_1, x_2, x_3 & \text{будут абсолютные координаты} & A, \\ x_4, x_5, x_6 & \gg & B, \\ x_7, x_8, x_9 & \gg & C. \end{array}$$

Для симметрии мы будем обозначать массу тела A через m_1, m_2 или m_3 , а также через m_a ; массу тела B — через m_4, m_5 или m_6 , а также через m_b ; массу тела C — через m_7, m_8 или m_9 , а также через m_c .

Тогда система (131) запишется в виде:

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2, \dots, 9). \quad (132)$$

Положим далее:

$$y_i = m_i \frac{dx_i}{dt} \quad (i = 1, 2, \dots, 9). \quad (133)$$

Тогда живая сила системы представится в виде:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 m_i \left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 \frac{y_i^2}{m_i}. \quad (134)$$

Нетрудно видеть, что величины x_i и y_i суть канонические переменные. Действительно:

$$y_i = \frac{\partial T}{\partial x_i'} = m_i x_i',$$

и, следовательно, x_i играют роль q_i , а y_i представляют величины p_i . Так как U зависит только от координат и T есть однородный многочлен относительно y_i , то

$$H = T - U, \quad (135)$$

и система (132) может быть написана в канонической форме:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial y_i}, \\ \frac{dy_i}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial x_i}, \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, 9). \quad (136)$$

Как известно, задача о трех телах имеет десять алгебраических интегралов, с помощью которых порядок системы может быть понижен до восьми. Обыкновенно это понижение не доводят до самого конца и приводят систему (136) к системе только двенадцатого порядка при помощи интегралов центра тяжести.

30. Алгебраические интегралы задачи о трех телах. Существование алгебраических интегралов системы (136) является непосредственным следствием свойств характеристической функции H . Эти свойства следующие:

1) H не зависит явно от времени. Отсюда получается интеграл живых сил.

2) H не зависит от положения начала координат. Отсюда получаются шесть интегралов центра тяжести.

3) H не зависит от вращения координатной системы. Отсюда получаются три интеграла площадей.

Выражения для этих интегралов были получены в главе VII. Не повторяя выкладок, мы приведем все же их выражения через координаты x_i и y_i .

Интеграл живых сил

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 \frac{y_i^2}{m_i} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{k \cdot r_{ij} m_j}{r_{ij}} + h, \quad (137)$$

или

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 m_i \left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{k^2 m_i m_j}{r_{ij}} + h.$$

Интегралы центра тяжести:

$$\left. \begin{aligned} y_1 + y_4 + y_7 &= a_1 \\ y_2 + y_5 + y_8 &= a_2, \\ y_3 + y_6 + y_9 &= a_3, \end{aligned} \right\} \quad (138)$$

и

$$\left. \begin{aligned} m_1 x_1 + m_4 x_4 + m_7 x_7 &= a_1 t + b_1 = M X_1, \\ m_2 x_2 + m_5 x_5 + m_8 x_8 &= a_2 t + b_2 = M X_2, \\ m_3 x_3 + m_6 x_6 + m_9 x_9 &= a_3 t + b_3 = M X_3, \end{aligned} \right\} \quad (139)$$

где $M = m_1 + m_2 + m_3$ и X_1, X_2, X_3 суть координаты центра тяжести. Интегралы площадей:

$$\left. \begin{aligned} x_2 y_3 - x_3 y_2 + x_5 y_6 - x_6 y_5 + x_8 y_9 - x_9 y_8 &= c_1, \\ x_3 y_1 - x_1 y_3 + x_6 y_4 - x_4 y_6 + x_9 y_7 - x_7 y_9 &= c_2, \\ x_1 y_2 - x_2 y_1 + x_4 y_5 - x_5 y_4 + x_7 y_8 - x_8 y_7 &= c_3. \end{aligned} \right\} \quad (140)$$

В главе VII было также указано, что кроме этих десяти интегралов в задаче о трех телах не существует больше других алгебраических интегралов или даже трансцендентных однозначных интегралов.

31. Уравнения движения в относительных координатах Якоби. Мы знаем, что при помощи десяти существующих интегралов порядок задачи о трех телах можно понизить с 18 до 8. Мы приведем систему к двенадцатому порядку при помощи 6 интегралов центра тяжести.

Перенесем начало координат в центр тяжести системы трех тел и обозначим новые координаты через ξ_i . Мы, очевидно, будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= X_1 + \xi_1, & x_4 &= X_1 + \xi_4, & x_7 &= X_1 + \xi_7, \\ x_2 &= X_2 + \xi_2, & x_5 &= X_2 + \xi_5, & x_8 &= X_2 + \xi_8, \\ x_3 &= X_3 + \xi_3, & x_6 &= X_3 + \xi_6, & x_9 &= X_3 + \xi_9, \end{aligned} \right\} \quad (141)$$

где X_1, X_2, X_3 суть координаты центра тяжести системы трех тел относительно абсолютных осей. Так как новое начало координат находится

в центре тяжести, то новые координаты ξ_i , очевидно, связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} m_1 \dot{\xi}_1 + m_4 \dot{\xi}_4 + m_7 \dot{\xi}_7 &= 0, \\ m_2 \dot{\xi}_2 + m_5 \dot{\xi}_5 + m_8 \dot{\xi}_8 &= 0, \\ m_3 \dot{\xi}_3 + m_6 \dot{\xi}_6 + m_9 \dot{\xi}_9 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (142)$$

откуда, обозначая:

$$\eta_i = m_i \frac{d\xi_i}{dt} \quad (i = 1, 2, \dots, 9), \quad (143)$$

имеем также:

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 + \eta_4 + \eta_7 &= 0, \\ \eta_2 + \eta_5 + \eta_8 &= 0, \\ \eta_3 + \eta_6 + \eta_9 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (144)$$

Помножим теперь равенства (141) на m_i и продифференцируем их по t . Так как из (139) $\frac{dX_i}{dt} = \frac{a_i}{M}$, то ввиду формул (133) и (143) мы получим:

$$\begin{aligned} y_1 &= \frac{m_1 a_1}{M} + \eta_1, & y_4 &= \frac{m_4 a_1}{M} + \eta_4, & y_7 &= \frac{m_7 a_1}{M} + \eta_7, \\ y_2 &= \frac{m_2 a_2}{M} + \eta_2, & y_5 &= \frac{m_5 a_2}{M} + \eta_5, & y_8 &= \frac{m_8 a_2}{M} + \eta_8, \\ y_3 &= \frac{m_3 a_3}{M} + \eta_3, & y_6 &= \frac{m_6 a_3}{M} + \eta_6, & y_9 &= \frac{m_9 a_3}{M} + \eta_9. \end{aligned}$$

Подставляя эти значения y_i в выражение для живой силы (134) и имея в виду формулы (144), мы получим:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 \frac{\eta_i^2}{m_i} + C, \quad (145)$$

где C — постоянная, зависящая от масс и постоянных a_1, a_2, a_3 .

Нетрудно видеть, что новые переменные ξ_i и η_i также образуют систему канонических переменных.

Действительно, составим выражение:

$$\sum_{i=1}^9 y_i dx_i - \sum_{i=1}^9 \eta_i d\xi_i. \quad (146)$$

Ввиду (133) и (143) мы найдем:

$$\sum_{i=1}^9 y_i dx_i - \sum_{i=1}^9 \eta_i d\xi_i = dt \sum_{i=1}^9 \frac{y_i^2}{m_i} - dt \sum_{i=1}^9 \frac{\eta_i^2}{m_i} = 2C dt,$$

т. е. выражение (146) есть полный дифференциал, а следовательно (см. § 14), ξ_i и η_i суть канонические переменные.

Система (136) заменится следующей системой:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi_i}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \eta_i}, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \xi_i} \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, 9), \quad (147)$$

где мы можем принять:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 \frac{\eta_i^2}{m_i} - U, \quad (148)$$

так как постоянную C в формуле (145) можно просто отбросить. Система (147) также восемнадцатого порядка, и чтобы понизить порядок до 12, нужно ввести новые переменные.

Переменные ξ_i и η_i связаны между собой шестью линейными соотношениями (142) и (144), и, следовательно, мы можем выразить ξ_i и η_i в функции 12 независимых параметров, которые и будут играть роль новых координат. Эти новые переменные можно, конечно, ввести различными способами, и их выбор всецело зависит от нашего желания. Мы произведем этот выбор таким образом, чтобы новые уравнения также имели каноническую форму и чтобы живая сила содержала, так же как и выражение (145), только квадраты переменных, соответствующих переменным η_i . Для этого введем сначала вместо 9 переменных ξ_i 6 новых переменных q_i и свяжем старые и новые переменные линейными соотношениями вида:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \alpha_{11}q_1 + \alpha_{12}q_4, & \xi_2 &= \alpha_{11}q_2 + \alpha_{12}q_5, & \xi_3 &= \alpha_{11}q_3 + \alpha_{12}q_6, \\ \xi_4 &= \alpha_{21}q_1 + \alpha_{22}q_4, & \xi_5 &= \alpha_{21}q_2 + \alpha_{22}q_5, & \xi_6 &= \alpha_{21}q_3 + \alpha_{22}q_6, \\ \xi_7 &= \alpha_{31}q_1 + \alpha_{32}q_4, & \xi_8 &= \alpha_{31}q_2 + \alpha_{32}q_5, & \xi_9 &= \alpha_{31}q_3 + \alpha_{32}q_6. \end{aligned} \right\} \quad (149)$$

Так как переменные ξ_i должны удовлетворять трем соотношениям (142), то нетрудно видеть, что постоянные α_{ij} должны быть связаны двумя уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} m_a \alpha_{11} + m_b \alpha_{21} + m_c \alpha_{31} &= 0, \\ m_a \alpha_{12} + m_b \alpha_{22} + m_c \alpha_{32} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (150)$$

Потребуем теперь, чтобы живая сила T имела следующее выражение:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \mu_i q_i'^2, \quad (151)$$

где μ_i — постоянные множители. Так как в старых переменных T определяется формулой:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^9 m_i \left(\frac{d\xi_i}{dt} \right)^2,$$

то для выполнения последнего условия, очевидно, необходимо, чтобы постоянные α_{ij} удовлетворяли еще одному соотношению:

$$m_a \alpha_{11} \alpha_{12} + m_b \alpha_{21} \alpha_{12} + m_c \alpha_{31} \alpha_{32} = 0, \quad (152)$$

и тогда коэффициенты μ_i определяются формулами:

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 = \mu_2 = \mu_3 &= m_a \alpha_{11}^2 + m_b \alpha_{21}^2 + m_c \alpha_{31}^2, \\ \mu_4 = \mu_5 = \mu_6 &= m_a \alpha_{12}^2 + m_b \alpha_{22}^2 + m_c \alpha_{32}^2. \end{aligned} \right\} \quad (153)$$

Между коэффициентами α_{ij} мы установили два соотношения (150) и одно соотношение (152). Следовательно, мы можем еще установить произвольно три соотношения и этим произволом мы воспользуемся, следуя Якоби, для того, чтобы новые координаты q_i имели простое геометрическое значение.

Пусть g обозначает центр тяжести тел A и B , и пусть q_1, q_2, q_3 обозначают координаты тела B относительно системы координат с началом в теле A , а q_4, q_5, q_6 — координаты тела C относительно системы координат с началом в точке g . При этом оси всех систем координат остаются параллельными абсолютным осям.

Выбирая координаты q_1, q_2, q_3 , и q_4, q_5, q_6 только что указанным образом, мы можем теперь без всякого труда однозначно определить коэффициенты α_{ij} .

Действительно, из геометрических соображений следует, что

$$\begin{aligned} \xi_4 &= q_1 + \xi_1, \\ \xi_5 &= q_2 + \xi_2, \\ \xi_6 &= q_3 + \xi_3, \\ \xi_7 &= q_4 + \frac{m_a \xi_1 + m_b \xi_4}{m_a + m_b}, \\ \xi_8 &= q_5 + \frac{m_a \xi_2 + m_b \xi_5}{m_a + m_b}, \\ \xi_9 &= q_6 + \frac{m_a \xi_3 + m_b \xi_6}{m_a + m_b}. \end{aligned}$$

Подставляя в эти формулы вместо величин ξ_i их выражения (149) и приравнявая коэффициенты при q_i , мы получим, как нетрудно проверить, соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{11} &= 1 \mid \alpha_{11}, \\ \alpha_{22} &= \alpha_{12}, \\ (m_a + m_b) \alpha_{31} &= m_a \alpha_{11} + m_b \alpha_{21}, \\ (m_a + m_b) \alpha_{32} &= m_a + m_b + m_a \alpha_{12} + m_b \alpha_{22}, \end{aligned} \right\} \quad (154)$$

откуда с помощью равенств (150) и (152) находим без труда:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{11} &= -\frac{m_b}{m_a + m_b}, & \alpha_{12} &= -\frac{m_c}{m_a + m_b + m_c}, \\ \alpha_{21} &= \frac{m_a}{m_a + m_b}, & \alpha_{22} &= -\frac{m_c}{m_a + m_b + m_c}, \\ \alpha_{31} &= 0, & \alpha_{32} &= \frac{m_a + m_b}{m_a + m_b + m_c}, \end{aligned} \right\} \quad (155)$$

а затем по формулам (153) получим:

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= \mu_2 = \mu_3 = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b} = \mu, \\ \mu_4 &= \mu_5 = \mu_6 = \frac{m_c (m_a + m_b)}{m_a + m_b + m_c} = \mu'. \end{aligned} \right\} \quad (156)$$

Выражение для живой силы примет вид:

$$T = \frac{1}{2} \mu (q_1'^2 + q_2'^2 + q_3'^2) + \frac{1}{2} \mu' (q_4'^2 + q_5'^2 + q_6'^2).$$

Полагая:

$$p_i = \frac{\partial T}{\partial q_i'} \quad (i = 1, 2, \dots, 6),$$

мы получим систему канонических переменных q_i и p_i , дифференциальные уравнения которых будут иметь вид:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, 6), \quad (157)$$

где $H = T - U$, или

$$H = \frac{1}{2\mu} (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + \frac{1}{2\mu'} (p_4^2 + p_5^2 + p_6^2) - \frac{k^2 m_1 m_c}{r_{bc}} - \frac{k^2 m_c m_a}{r_{ca}} - \frac{k^2 m_a m_b}{r_{ab}} \quad (158)$$

Так как система (157) двенадцатого порядка, то наша цель достигнута.

32. Вариация произвольных постоянных. Хотя система (157) имеет порядок на шесть единиц ниже, чем система (147) или первоначальная система (136), тем не менее мы все же ее интегрировать не умеем и для практических применений должны встать на путь последовательных приближений.

Допустим, что масса m_a тела A очень велика по сравнению с двумя другими массами. В первом приближении мы можем пренебречь действием тел B и C на тело A и друг на друга. Тогда тело B будет описывать коническое сечение с фокусом в A , а тело C будет описывать коническое сечение с фокусом в точке g , и в первом приближении элементы этих орбит будут величинами постоянными. Действительные орбиты тел B и C мы можем рассматривать (см. главу IX) как конические сечения с непрерывно изменяющимися элементами, и непосредственной целью

теории возмущений является получение выражений для этих элементов в функции времени.

Эта задача была подробно рассмотрена в главе X. Здесь мы рассмотрим только вкратце, как решается эта же задача с помощью канонических уравнений. Обозначим расстояние от тела C до точки g через r_{cg} . Тогда, мы имеем:

$$r_{ab} = \sqrt{q_1^2 + q_2^2 + q_3^2}, \quad r_{cg} = \sqrt{q_4^2 + q_5^2 + q_6^2}.$$

Представим характеристическую функцию системы (157) в виде:

$$H = H_0 + R, \quad (159)$$

$$H_0 = \frac{1}{2\mu} (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + \frac{1}{2\mu'} (p_4^2 + p_5^2 + p_6^2) - \frac{k^2 m_a m_b}{r_{ab}} - \frac{k^2 m_a m_c}{r_{cg}} \quad (160)$$

и

$$R = \frac{k^2 m_c m_c}{r_{cg}} - \frac{k^2 m_c m_a}{r_{ca}} - \frac{k^2 m_b m_c}{r_{bc}} \quad (161)$$

и рассмотрим систему, аналогичную системе (157), но с характеристической H_0 вместо H :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_i}{dt} &= \frac{\partial H_0}{\partial p_i}, \\ \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{\partial H_0}{\partial q_i} \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, 6). \quad (162)$$

Система (162) распадается на две независимые системы, которые получим, давая индексу i сначала значения 1, 2, 3, а потом 4, 5, 6. Действительно, полагая:

$$H_b = \frac{1}{2\mu} (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) - \frac{k^2 m_a m_b}{r_{ab}} \quad (163)$$

и

$$H_c = \frac{1}{2\mu'} (p_4^2 + p_5^2 + p_6^2) - \frac{k^2 m_a m_c}{r_{gc}}, \quad (164)$$

мы имеем:

$$H_0 = H_b + H_c, \quad (165)$$

откуда

$$\frac{\partial H_0}{\partial p_i} = \frac{\partial H_b}{\partial p_i}, \quad \frac{\partial H_0}{\partial q_i} = \frac{\partial H_b}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, 3),$$

$$\frac{\partial H_0}{\partial p_i} = \frac{\partial H_c}{\partial p_i}, \quad \frac{\partial H_0}{\partial q_i} = \frac{\partial H_c}{\partial q_i} \quad (i = 4, 5, 6),$$

и система (162) напишется в виде:

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H_b}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H_b}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (166)$$

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H_c}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H_c}{\partial q_i} \quad (i = 4, 5, 6). \quad (167)$$

Так как системы (166) и (167) имеют один и тот же вид, то достаточно рассмотреть какую-нибудь одну из них, например первую. Уравнение Гамильтона-Якоби для системы (166) напишется в следующем виде:

$$\frac{1}{2\mu} \left[\left(\frac{\partial W}{\partial q_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_3} \right)^2 \right] = \frac{k^2 m_a m_b}{\sqrt{q_1^2 + q_2^2 + q_3^2}} + h_1,$$

или

$$\left(\frac{\partial W}{\partial q_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_3} \right)^2 = \frac{2\beta^2}{\sqrt{q_1^2 + q_2^2 + q_3^2}} + 2\mu h_1, \quad (168)$$

где положено для сокращения

$$\beta^2 = k^2 m_a m_b \mu = \frac{k^2 m_a^2 m_b^2}{m_a + m_b}. \quad (169)$$

Уравнение (168) имеет такой же вид, как и уравнение Гамильтона-Якоби в задаче о двух телах (см. § 26). Только здесь вместо μ стоит β^2 и вместо h — μh_1 . Следовательно, мы можем интегрировать уравнение (168) совершенно так же, как в § 27, и применяя теорему Гамильтона-Якоби, мы найдем общий интеграл системы (166) в виде:

$$\left. \begin{aligned} q_i &= q_i(t, h_1, h_2, h_3, H_1, H_2, H_3), \\ p_i &= p_i(t, h_1, h_2, h_3, H_1, H_2, H_3) \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (170)$$

где h_i и H_i суть канонические элементы невозмущенного движения тела B относительно тела A . Аналогично интегрируется система (167), и мы получим:

$$\left. \begin{aligned} q_i &= q_i(t, h_4, h_5, h_6, H_4, H_5, H_6), \\ p_i &= p_i(t, h_4, h_5, h_6, H_4, H_5, H_6) \end{aligned} \right\} \quad (i = 4, 5, 6), \quad (171)$$

где h_i и H_i суть канонические элементы невозмущенного движения тела C относительно центра тяжести g тел A и B . Эти канонические элементы выражаются через обычные эллиптические элементы орбит тел B и C следующим образом (см. § 28):

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= -\frac{\beta^2}{2\mu a}, & h_2 &= \beta \sqrt{a(1-e^2)}, & h_3 &= \beta \sqrt{a(1-e^2)} \cos i, \\ H_1 &= -\tau, & H_2 &= \pi - \varnothing, & H_3 &= \varnothing \end{aligned} \right\} \quad (172)$$

$$\left. \begin{aligned} h_4 &= -\frac{\beta'^2}{2\mu' a'}, & h_5 &= \beta' \sqrt{a'(1-e'^2)}, & h_6 &= \beta' \sqrt{a'(1-e'^2)} \cos i', \\ H_4 &= -\tau', & H_5 &= \pi' - \varnothing', & H_6 &= \varnothing' \end{aligned} \right\} \quad (173)$$

$$\beta = \frac{km_a m_b}{\sqrt{m_a + m_b}}, \quad \beta' = \frac{km_c \sqrt{m_a + m_b}}{\sqrt{m_a + m_b + m_c}} \quad (174)$$

$$\mu = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}, \quad \mu' = \frac{m_c (m_a + m_b)}{m_a + m_b + m_c}. \quad (175)$$

Формулы (170) и (171) определяют промежуточные орбиты тел B и C .

Переходя теперь к действительным орбитам, мы должны считать элементы h_i, H_i уже не постоянными величинами, но функциями времени, которые будут определяться канонической системой дифференциальных уравнений (см. § 12 и 24):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh_i}{dt} &= -\frac{\partial R}{\partial H_i}, \\ \frac{dH_i}{dt} &= \frac{\partial R}{\partial h_i}, \end{aligned} \right\} \quad (i = 1, 2, \dots, 6), \quad (176)$$

где характеристическая функция R должна быть выражена через элементы h_i и H_i при помощи формул (170) и (171). Из этих уравнений можно получить обычные дифференциальные уравнения Лагранжа для оскулирующих элементов (см. главу X). Для этого достаточно преобразовать систему (176) к новым переменным $a, \dots, \varpi, a', \dots, \varpi'$ при помощи формул (172) и (173).

33. Канонические элементы Делонэ. Система (176) не может быть точно проинтегрирована, и для решения задачи приходится прибегать к приближенным методам. Идея этих методов была дана с достаточной ясностью в главе X.

Характеристическая функция системы (176) R , называемая обычно пертурбационной функцией, разлагается в кратный ряд Фурье, коэффициенты которого зависят от $h_1, h_2, h_3, h_4, h_5, h_6$, а аргументы — от времени t и $H_1, H_2, H_3, H_4, H_5, H_6$. В эти разложения входят множителями при t средние движения n и n' тел B и C , и это обстоятельство является причиной неудобства применения введенных канонических элементов. Действительно, среднее движение в задаче о двух телах определяется формулой:

$$n = \frac{2\pi}{2T} = \frac{\pi}{T},$$

где $2T$ есть период обращения. Для вычисления этого периода воспользуемся формулой (125) § 28:

$$t - \tau = \int_{r_1}^r \frac{dr}{\sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}}}.$$

Положим в этой формуле $r = r_2$, тогда t будет соответствовать моменту прохождения через афелий, и $t - \tau$ будет равно половине периода, т. е. T . Итак:

$$T = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2\mu}{r} + 2h_1 - \frac{h_2^2}{r^2}}}.$$

В нашем случае μ равно β^2 или β'^2 и h_1 нужно заменить на μh_1 и $\mu' h_1$. Вычисляя интегралы, мы получим без труда:

$$n = \frac{\beta}{\mu a^{\frac{3}{2}}}, \quad n' = \frac{\beta'}{\mu' a'^{\frac{3}{2}}}. \quad (177)$$

В разложении пертурбационной функции R имеются члены вида:

$$A \cdot \frac{\sin}{\cos} \{ (jn + j'n') t + \dots \}, \quad (178)$$

где A зависит только от h_1 . Чтобы написать в явном виде уравнения (176), мы должны вычислить частные производные от R по элементам. Рассмотрим производные от R по h_1 и h_1 . Ввиду формулы (178) мы получим в правых частях дифференциальных уравнений члены вида:

$$\frac{\partial A}{\partial h_1} \frac{\sin}{\cos} \{ (jn + j'n') t + \dots \} + A j t \frac{\partial n}{\partial h_1} \frac{\cos}{\sin} \{ (jn + j'n') t + \dots \},$$

$$\frac{\partial A}{\partial h_1} \frac{\sin}{\cos} \{ (jn + j'n') t + \dots \} + A j' t \frac{\partial n'}{\partial h_1} \frac{\cos}{\sin} \{ (jn + j'n') t + \dots \},$$

так как n и n' зависят от h_1 и h_1 посредством a и a' . Мы получаем таким образом в правых частях уравнений (176) члены, содержащие множителем t , и это обстоятельство крайне затрудняет интегрирование. Этот недостаток легко уничтожить введением новых переменных, что было сделано для неканонических элементов уже Лапласом и Лагранжем. Для канонических элементов такую замену дал впервые Делонэ в исследованиях по теории Луны.

Введем, следуя Делонэ, вместо h_1 и h_1 новые переменные l и l' :

$$l = n(t + H_1), \quad l' = n'(t + H_1) \quad (179)$$

и рассмотрим преобразование системы (176) к этим новым переменным. Мы имеем:

$$\frac{dh_1}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial H_1} \quad \text{и} \quad \frac{dH_1}{dt} = \frac{\partial R}{\partial h_1}$$

и аналогичные уравнения для h_1 и H_1 , которые для сокращения выписывать не будем. Преобразуем правые части этих уравнений. Имеем:

$$\frac{\partial R}{\partial H_1} = \frac{\partial R}{\partial l} \cdot \frac{\partial l}{\partial H_1} = n \frac{\partial R}{\partial l},$$

и таким образом

$$\frac{dh_1}{dt} = -n \frac{\partial R}{\partial l}. \quad (180)$$

Далее из (179) получаем:

$$\frac{dl}{dt} = n \left(1 + \frac{dH_1}{dt} \right) + (t + H_1) \frac{\partial n}{\partial h_1} \frac{dh_1}{dt}. \quad (181)$$

Обозначим через $\left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right)$ частную производную от R по h_1 , входящему явно. Тогда:

$$\frac{\partial R}{\partial h_1} = \left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right) + \frac{\partial R}{\partial l} (t + H_1) \frac{\partial n}{\partial h_1}. \quad (182)$$

Подставляя теперь в формулу (181) вместо $\frac{dH_1}{dt}$ его значение $\frac{\partial R}{\partial h_1}$ и вместо $\frac{\partial R}{\partial h_1}$ его значение (182), мы получим:

$$\frac{dl}{dt} = n + n \left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right) + n \frac{\partial R}{\partial l} (t + H_1) \frac{\partial n}{\partial h_1} - (t + H_1) \frac{\partial n}{\partial h_1} \frac{dh_1}{dt},$$

откуда ввиду формулы (180) находим:

$$\frac{dl}{dt} = n + n \left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right).$$

Итак, уравнения $\frac{dh_1}{dt} = \frac{\partial R}{\partial H_1}$ и $\frac{dH_1}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial h_1}$ заменяются следующими:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dh_1}{dt} &= -n \frac{\partial R}{\partial l}, \\ \frac{dl}{dt} &= n + n \left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right), \end{aligned} \right\} \quad (183)$$

и наша задача разрешена, так как $\left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right)$ обозначает результат дифференцирования по h_1 , входящему явно. Уравнения (183) можно привести к каноническому виду. Для этого введем вместо h_1 новый элемент L формулой:

$$L = \beta \sqrt{a}. \quad (184)$$

Заменяя a его выражением через h_1 , получим:

$$L = \sqrt{\frac{\beta^2}{2\mu h_1}},$$

откуда

$$h_1 = -\frac{\beta^2}{2\mu L^2}.$$

Тогда (см. 177)

$$n = \frac{\beta^2}{\mu L^3},$$

и мы имеем:

$$-n \frac{\partial R}{\partial l} = \frac{dh_1}{dt} = \frac{\beta^2}{\mu L^3} \frac{dL}{dt} = n \frac{dL}{dt},$$

и поэтому

$$\frac{dL}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial l}.$$

Далее

$$\left(\frac{\partial R}{\partial l} \right) = \left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right) \frac{\partial h_1}{\partial L} = n \left(\frac{\partial R}{\partial h_1} \right),$$

и вместо уравнений (183) мы находим следующее:

$$\frac{dL}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial l}, \quad \frac{dl}{dt} = n + \frac{\partial R}{\partial L},$$

где скобки в обозначении $\frac{\partial R}{\partial L}$ просто опущены.

Введем теперь новую характеристическую функцию:

$$F_1 = \frac{\beta^1}{2\mu L^2} - R.$$

Тогда предыдущие уравнения напишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \frac{\partial F_1}{\partial l}, \\ \frac{dl}{dt} &= -\frac{\partial F_1}{\partial L}. \end{aligned} \right\} \quad (185)$$

Таким же образом уравнения $\frac{dh_k}{dt} = \frac{\partial R}{\partial H_k}$ и $\frac{dH_k}{dt} = -\frac{\partial R}{\partial h_k}$ заменяются следующими:

$$\frac{dL'}{dt} = \frac{\partial F_2}{\partial l'}, \quad \frac{dl'}{dt} = -\frac{\partial F_2}{\partial L'}, \quad (186)$$

где

$$F_2 = \frac{\beta'^1}{2\mu' L'^2} - R.$$

Очевидно, что уравнения (185) и (186) могут быть написаны с одной и той же характеристической функцией F , если мы положим:

$$F = \frac{\beta^1}{2\mu L^2} + \frac{\beta'^1}{2\mu' L'^2} - R. \quad (187)$$

Обозначим для симметрии элементы орбиты тела B через L, G, H, l, g, h и соответствующие элементы орбиты тела C через L', G', H', l', g', h' . Тогда вместо системы (176) мы будем иметь следующую систему:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial l}, & \frac{dl}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial L}, \\ \frac{dG}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial g}, & \frac{dg}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial G}, \\ \frac{dH}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial h}, & \frac{dh}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial H}, \\ \frac{dL'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial l'}, & \frac{dl'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial L'}, \\ \frac{dG'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial g'}, & \frac{dg'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial G'}, \\ \frac{dH'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial h'}, & \frac{dh'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial H'}, \end{aligned} \right\} \quad (188)$$

где

$$\left. \begin{aligned} L &= \beta \sqrt{a}, & l &= n(t - \tau), \\ G &= \beta \sqrt{a(1 - e^2)}, & g &= \pi - \Omega, \\ H &= \beta \sqrt{a(1 - e^2)} \cos i, & h &= \Omega, \end{aligned} \right\} \quad (189)$$

$$\left. \begin{aligned} L' &= \beta' \sqrt{a'}, & l' &= n' (t - \tau'), \\ G' &= \beta' \sqrt{a' (1 - e'^2)}, & g' &= \pi' - \varnothing', \\ H' &= \beta' \sqrt{a' (1 - e'^2)} \cos i', & h' &= \varnothing' \end{aligned} \right\} \quad (190)$$

и

$$F = -\frac{\beta^4}{2\mu L^2} + \frac{\beta'^4}{2\mu' L'^2} + \frac{k^2 m_c m_a}{r_{ca}} + \frac{k^2 m_b m_c}{r_{bc}} - \frac{k^2 m_a m_c}{r_{ag}}. \quad (191)$$

34. Другие системы канонических элементов. Элементы Делонэ,

$$\begin{aligned} L, \quad G, \quad H, \\ l, \quad g, \quad h, \end{aligned}$$

которые мы ввели в предыдущем параграфе, можно преобразовать в какие-либо другие канонические элементы и притом бесчисленным множеством способов. Неудобство элементов Делонэ для теории планет заключается в том, что так как в планетных орбитах эксцентриситеты и наклонности малы, то L, G, H остаются конечными и могут принимать большие значения. Но пертурбационную функцию F приходится разлагать в ряды по степеням именно этих величин, а поэтому желательно преобразовать их в другие, которые во все время движения оставались бы достаточно малыми. Мы достигнем этой цели, вводя вместо элементов Делонэ другие элементы следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda &= L, & \lambda &= l + g + h, \\ \Gamma &= L - G, & \gamma &= -g - h, \\ Z &= G - H, & z &= -h. \end{aligned} \right\} \quad (192)$$

Нетрудно проверить, что величины:

$$\begin{aligned} \Lambda, \quad \Gamma, \quad Z, \\ \lambda, \quad \gamma, \quad z \end{aligned}$$

также образуют систему канонических элементов. Действительно, образуем выражение:

$$ldL + gdG + hdH - \lambda d\Lambda - \gamma d\Gamma - hdZ. \quad (193)$$

Ввиду формул (192) мы находим, что оно равно:

$$dL + gdG + hdH - (l + g + h) dL + (g + h) (dL - dG) + h (\Gamma - dH) = 0,$$

т. е. выражение (193) есть полный дифференциал, а следовательно (см. § 14), новые переменные образуют систему канонических переменных с той же самой характеристической функцией F .

Новые дифференциальные уравнения напишутся в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Lambda}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \lambda}, & \frac{d\lambda}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Lambda}, \\ \frac{d\Gamma}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \gamma}, & \frac{d\gamma}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Gamma}, \\ \frac{dZ}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial z}, & \frac{dz}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial Z}, \\ \frac{d\Lambda'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \lambda'}, & \frac{d\lambda'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Lambda'}, \\ \frac{d\Gamma'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \gamma'}, & \frac{d\gamma'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Gamma'}, \\ \frac{dZ'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial z'}, & \frac{dz'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial Z'}, \end{aligned} \right\} \quad (194)$$

где

$$\Lambda', \Gamma', Z',$$

$$\lambda', \gamma', z'.$$

обозначают соответствующие элементы второго тела, и характеристическая функция F определяется формулой:

$$F = \frac{\beta^4}{2\mu\Lambda^2} + \frac{\epsilon^4}{2\Gamma^2\Lambda^2} + \frac{k^2 m_c m_a}{r_{ca}} + \frac{k^2 m_b m_c}{r_{bc}} - \frac{k^2 m_a m_c}{r_{yc}}.$$

Новые элементы нетрудно выразить через эллиптические элементы. При помощи формул (189) находим:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda &= \beta \sqrt{a}, & \Gamma &= \beta \sqrt{a(1 - \sqrt{1 - e^2})}, & Z &= \beta \sqrt{a(1 - e^2)}(1 - \cos i), \\ \lambda &= l + \pi, & \gamma &= -\pi, & z &= -\Omega \end{aligned} \right\} \quad (195)$$

и соответствующие формулы для элементов другого тела. Отсюда видно, что если e и i малы, то Γ и z также малы, и мы будем разлагать пертурбационную функцию по степеням малых величин.

В заключение рассмотрим еще одну систему канонических элементов. Не трогая элементов Λ и λ , введем вместо Γ, γ, Z, z новые элементы ξ, η, p, q формулами:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \sqrt{2\Gamma} \cos \gamma, & \eta &= \sqrt{2\Gamma} \sin \gamma, \\ p &= \sqrt{2Z} \cos z, & q &= \sqrt{2Z} \sin z. \end{aligned} \right\} \quad (196)$$

Чтобы убедиться, что новые переменные также образуют каноническую систему, образуем выражение:

$$\Gamma d\gamma + Z dz - \xi d\eta - p dq. \quad (197)$$

Из (196) находим:

$$\xi d\eta = \sin \gamma \cos \gamma d\Gamma + 2\Gamma \cos^2 \gamma d\gamma,$$

откуда

$$\begin{aligned} \Gamma d\gamma - \xi d\eta &= \Gamma(1 - 2\cos^2 \gamma) d\gamma - \sin \gamma \cos \gamma d\Gamma = \\ &= -\Gamma \cos 2\gamma d\gamma - \frac{\sin 2\gamma}{2} d\Gamma = d\left(-\frac{\Gamma}{2} \sin 2\gamma\right), \end{aligned}$$

и аналогично:

$$Z dz - p dq = d\left(-\frac{Z}{2} \sin 2z\right).$$

Следовательно:

$$\Gamma d\gamma + Z dz - \xi d\eta - p dq = d\left(-\frac{\Gamma}{2} \sin 2\gamma - \frac{Z}{2} \sin 2z\right)$$

есть полный дифференциал, что и доказывает, что новые переменные также образуют каноническую систему. Новые дифференциальные уравнения напишутся в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Lambda}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \lambda}, & \frac{d\lambda}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Lambda}, \\ \frac{d\xi}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \eta}, & \frac{d\eta}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \xi}, \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial q}, & \frac{dq}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial p}, \\ \frac{d\Lambda'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \lambda'}, & \frac{d\lambda'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Lambda'}, \\ \frac{d\xi'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial \eta'}, & \frac{d\eta'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \xi'}, \\ \frac{dp'}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial q'}, & \frac{dq'}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial p'}, \end{aligned} \right\} \quad (197)$$

где Λ' , λ' , ξ' , η' , p' , q' суть соответствующие элементы второго тела. Через эллиптические элементы новые элементы выражаются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda &= \beta \sqrt{a}, \\ \lambda &= l + \pi, \\ \xi &= \sqrt{2\Lambda(1 - \sqrt{1 - e^2})} \cos \pi, \\ \eta &= -\sqrt{2\Lambda(1 - \sqrt{1 - e^2})} \sin \pi, \\ p &= \sqrt{2\Lambda \sqrt{1 - e^2} (1 - \cos i)} \cos \varnothing, \\ q &= -\sqrt{2\Lambda \sqrt{1 - e^2} (1 - \cos i)} \sin \varnothing, \end{aligned} \right\} \quad (180)$$

откуда видно, что если e и i малы, то и ξ , η , p и q также будут малы по абсолютной величине, вследствие чего оказывается очень выгодным разлагать пертурбационную функцию по степеням этих величин. Заметим, что последние элементы введены Пуанкаре и поэтому называются каноническими элементами Пуанкаре.

СПЕЦИАЛЬНЫЕ СЛУЧАИ ЗАДАЧИ О ТРЕХ ТЕЛАХ

35. Задача о двух неподвижных центрах. Рассмотрим следующую задачу. Пусть мы имеем две неподвижные материальные точки с массами m и m' , под действием ньютонианского притяжения которых движется материальная точка P .

Рассмотрим для простоты случай плоского движения, для чего необходимо, чтобы направление начальной скорости точки P лежало в плоскости, образованной точками m и m' и начальным положением P . Примем за начало координат середину постоянного расстояния между точками m и m' . Ось x направим по линии mm' , ось y — перпендикулярно к mm' . Тогда дифференциальные уравнения движения точки напишутся в следующем виде:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (199)$$

где

$$U = \frac{m}{r} + \frac{m'}{r'}, \quad (200)$$

и r, r' суть расстояния точки P от m и m' :

$$r = \sqrt{(c-x)^2 + y^2}, \quad r' = \sqrt{(c+x)^2 + y^2}, \quad (201)$$

причем $2c$ обозначает постоянное расстояние mm' . Систему (199) нетрудно привести к каноническому виду. Действительно, обозначая через H разность $T - U$:

$$H = T - U,$$

где

$$T = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} (x'^2 + y'^2),$$

мы можем написать:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial x'}, & \frac{dx'}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial x}, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial y'}, & \frac{dy'}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (202)$$

Уравнение Гамильтона-Якоби для системы (202) напишется в следующем виде:

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \right] = \frac{m}{\sqrt{(c-x)^2 + y^2}} + \frac{m'}{\sqrt{(c+x)^2 + y^2}} + h \quad (203)$$

и непосредственно в этом виде интегрировано быть не может.

Введем теперь вместо переменных x, y, x', y' новые переменные q_1, q_2, p_1, p_2 формулами:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= \frac{1}{2} (r + r'), & p_1 &= \frac{\partial T}{\partial q_1'}, \\ q_2 &= \frac{1}{2} (r - r'), & p_2 &= \frac{\partial T}{\partial q_2'}. \end{aligned} \right\} \quad (204)$$

Переменные q_1 и q_2 называются эллиптическими координатами, так как геометрическое место точек, для которых $q_1 = \text{const.}$, есть эллипс с фокусами в m и m' , и геометрическое место точек, для которых $q_2 = \text{const.}$, есть гипербола с теми же фокусами. Очевидно, что переменные q_1, q_2, p_1, p_2 образуют каноническую систему, и мы можем написать:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_1}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_1}, & \frac{dq_2}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_2}, \\ \frac{dp_1}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial q_1}, & \frac{dp_2}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial q_2}. \end{aligned} \right\} \quad (205)$$

Теперь остается выразить характеристическую функцию H через новые переменные. Из формул (204) мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} c^2 x^2 &= q_1^2 \cdot q_2^2, \\ c^2 y^2 &= (q_1^2 - c^2)(c^2 - q_2^2). \end{aligned} \right\} \quad (206)$$

Логарифмируя и дифференцируя эти формулы, получим

$$\begin{aligned} \frac{dx}{x} &= \frac{dq_1}{q_1} + \frac{dq_2}{q_2}, \\ \frac{dy}{y} &= \frac{q_1 dq_1}{q_1^2 - c^2} - \frac{q_2 dq_2}{c^2 - q_2^2} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} c dx &= q_1 dq_1 + q_2 dq_2, \\ c dy &= \sqrt{\frac{c^2 - q_2^2}{q_1^2 - c^2}} q_1 dq_1 - \sqrt{\frac{q_1^2 - c^2}{c^2 - q_2^2}} q_2 dq_2. \end{aligned}$$

Следовательно:

$$dx^2 + dy^2 = \frac{q_1^2 - q_2^2}{q_1^2 - c^2} dq_1^2 + \frac{q_1^2 - q_2^2}{c^2 - q_2^2} dq_2^2,$$

откуда

$$T = \frac{1}{2} (q_1^2 - q_2^2) \left[\frac{q_1'^2}{q_1^2 - c^2} + \frac{q_2'^2}{c^2 - q_2^2} \right].$$

По формулам (204) находим:

$$p_1 = \frac{\partial T}{\partial q_1'} = \frac{q_1^2 - q_2^2}{q_1^2 - c^2} q_1', \quad p_2 = \frac{\partial T}{\partial q_2'} = \frac{q_1^2 - q_2^2}{c^2 - q_2^2} q_2',$$

и следовательно:

$$T = \frac{1}{2} \frac{1}{q_1^2 - q_2^2} [(q_1^2 - c^2) p_1^2 + (c^2 - q_2^2) p_2^2]. \quad (207)$$

Силовая функция U , как легко проверить, будет иметь следующий вид:

$$U = \frac{1}{q_1^2 - c^2} [(m + m') q_1 - (m - m') q_2]. \quad (208)$$

Обращаясь к § 20, мы видим, что в настоящем случае соблюдены условия теоремы Лиувилля и, следовательно, уравнение Гамильтона-Якоби интегрируется в квадратурах. Так как (см. § 20)

$$\begin{aligned} A_1(q_1) &= q_1^2 - c^2, & A_2(q_2) &= c^2 - q_2^2, \\ B_1(q_1) &= q_1^2, & B_2(q_2) &= -q_2^2, \\ U_1(q_1) &= (m + m')q_1, & U_2(q_2) &= -(m - m')q_2, \end{aligned}$$

то полный интеграл уравнения Гамильтона-Якоби напишется в виде:

$$\begin{aligned} W &= \int \sqrt{2(\bar{q}_1^2 - c^2)[(m + m')q_1 + hq_1^2 + a_1]} dq_1 + \\ &+ \int \sqrt{2(c^2 - q_2^2)[-hq_2^2 + a_2 - (m - m')q_2]} dq_2, \end{aligned} \quad (209)$$

где $a_1 + a_2 = 0$, и решение системы (205) определится формулами:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial h} &= t + \beta_1, & \frac{\partial W}{\partial q_1} &= p_1, \\ \frac{\partial W}{\partial a_2} &= \beta_2, & \frac{\partial W}{\partial q_2} &= p_2. \end{aligned} \right\} \quad (210)$$

Из формул (210) можно определить координаты q_1 и q_2 в функции времени и четырех произвольных постоянных h, a_2, β_1, β_2 . Относительно t, q_1 и q_2 будут эллиптическими функциями. Задача решается до конца и с математической стороны разработана очень подробно.

36. Ограниченная задача о трех телах. Дифференциальные уравнения задачи были выведены в главе VIII. Мы рассмотрим здесь только случай плоского движения. Тогда $z = 0$, и уравнения примут следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} &= \frac{\partial U}{\partial x}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} &= \frac{\partial U}{\partial y}, \end{aligned} \right\} \quad (211)$$

где

$$U = \frac{1}{2}(x^2 + y^2) + \frac{m}{r} + \frac{m!}{r!}. \quad (212)$$

Чтобы привести систему к каноническому виду, положим:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= x, & q_2 &= y, \\ p_1 &= \frac{dx}{dt} - y, & p_2 &= \frac{dy}{dt} + x. \end{aligned} \right\} \quad (213)$$

Тогда

$$T = \frac{1}{2}(x'^2 + y'^2) = \frac{1}{2}(p_1^2 + p_2^2) + (p_1 q_2 - p_2 q_1) + \frac{1}{2}(q_1^2 + q_2^2), \quad (214)$$

и характеристическая функция H примет следующий вид:

$$H = T - U = \frac{1}{2}(p_1^2 + p_2^2) + (p_1 q_2 - p_2 q_1) - \frac{m}{r} - \frac{m'}{r'} \dots \quad (215)$$

Система (211) заменится следующей:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_1}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_1}, & \frac{dq_2}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial p_2}, \\ \frac{dp_1}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial q_1}, & \frac{dp_2}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial q_2}, \end{aligned} \right\} \quad (216)$$

Эта система имеет интеграл:

$$H = \text{const.},$$

который носит название интеграла Якоби.

Напишем теперь уравнение Гамильтона-Якоби для системы (216). Мы имеем:

$$\left(\frac{\partial W}{\partial q_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_2}\right)^2 + 2q_2 \frac{\partial W}{\partial q_1} - 2q_1 \frac{\partial W}{\partial q_2} = 2h + \frac{2m}{r} + \frac{2m'}{r'}. \quad (217)$$

Уравнение (217) не интегрируется в квадратурах, и поэтому для решения задачи нужно прибегнуть к приближенным методам. Для этой цели можно воспользоваться результатами предыдущего параграфа.

Преобразуем переменные так, чтобы начало координат лежало по середине между телами m и m' . Так как для системы (211) начало координат лежит в центре тяжести тел m и m' , то координаты середины отрезка m и m' будут:

$$\frac{1}{2} \frac{m - m'}{m + m'} \quad \text{и} \quad 0.$$

Переносим начало координат, вводим новые переменные формулами:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= \xi_1 + \frac{1}{2} \frac{m - m'}{m + m'}, & q_2 &= \xi_2, \\ r_1 &= p_1, & r_2 &= p_2. \end{aligned} \right\}$$

Очевидно, что новые переменные также образуют каноническую систему, и мы имеем вместо (216):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi_1}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \eta_1}, & \frac{d\xi_2}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial \eta_2}, \\ \frac{d\eta_1}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \xi_1}, & \frac{d\eta_2}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial \xi_2}. \end{aligned} \right\} \quad (219)$$

Характеристическая функция H в новых переменных будет иметь вид:

$$H = \frac{1}{2}(\eta_1^2 + \eta_2^2) + \eta_1 \xi_2 - \eta_2 \xi_1 - \frac{1}{2} \frac{m - m'}{m + m'} \eta_2 - \frac{m}{r} - \frac{m'}{r'}. \quad (220)$$

Разобьем H на две части, полагая:

$$H = H_0 + H_1,$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2} (\eta_1^2 + \eta_2^2) - \frac{m}{r} - \frac{m'}{r'},$$

$$H_1 = \eta_1 \xi_2 - \eta_2 \xi_1 - \frac{1}{2} \frac{m - m'}{m + m'} \eta_2.$$

Система:

$$\frac{d\xi_1}{dt} = -\frac{\partial H_0}{\partial \eta_1}, \quad \frac{d\xi_2}{dt} = \frac{\partial H_0}{\partial \eta_2},$$

$$\frac{d\eta_1}{dt} = -\frac{\partial H_0}{\partial \xi_1}, \quad \frac{d\eta_2}{dt} = -\frac{\partial H_0}{\partial \xi_2}$$

может быть интегрирована так же, как в § 35.

Тогда (см. § 25) канонические элементы a_i и w_i определяются системой:

$$\left. \begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial w_1}, & \frac{da_2}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial w_2}, \\ \frac{dw_1}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial a_1}, & \frac{dw_2}{dt} &= -\frac{\partial H}{\partial a_2}, \end{aligned} \right\} \quad (221)$$

которую можно интегрировать приближенно при помощи разложений в ряды.

Заметим, что фактически этот метод ни разу не применялся, и ограниченная задача о трех телах исследуется обычно другими методами.

ДОБАВЛЕНИЕ II

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ

ПОСТАНОВКА ВОПРОСА

1. Общее определение устойчивости. Пусть имеем какую-нибудь материальную систему (например систему материальных точек), положение которой определяется k независимыми переменными:

$$q_1, q_2, \dots, q_k.$$

Пусть эти переменные определяются системой дифференциальных уравнений в виде Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = R_i \quad (i=1, 2, \dots, k), \quad (1)$$

где T и R_i суть известные функции от $t, q_1, q_2, \dots, q_k, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_k$. Уравнения (1) образуют систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, и решение этих уравнений при заданных T и R_i определяется системой начальных значений функций q_i и $\dot{q}_i$ при $t=t_0$, где t_0 — произвольное, но определенное число. Как и раньше, эти начальные значения мы будем обозначать буквами:

$$\left. \begin{matrix} q_1^0, q_2^0, \dots, q_k^0, \\ \dot{q}_1^0, \dot{q}_2^0, \dots, \dot{q}_k^0. \end{matrix} \right\} \quad (2)$$

То же решение системы (1) запишется в следующем виде:

$$q_i = q_i(t, q_1^0, q_2^0, \dots, q_k^0; \dot{q}_1^0, \dot{q}_2^0, \dots, \dot{q}_k^0) \quad (i=1, 2, \dots, k). \quad (3)$$

Предположим, что мы нашли некоторое частное решение системы (1). Этому частному решению соответствует определенная система начальных значений, которые мы будем обозначать теми же буквами, но с чертой наверху:

$$\left. \begin{matrix} \bar{q}_1^0, \bar{q}_2^0, \dots, \bar{q}_k^0, \\ \bar{\dot{q}}_1^0, \bar{\dot{q}}_2^0, \dots, \bar{\dot{q}}_k^0. \end{matrix} \right\} \quad (4)$$

$\bar{q}_i^0$ и $\bar{\dot{q}}_i^0$ суть определенные данные числа. Соответствующее частное решение мы напомним следующим образом:

$$q_1 = f_1(t), \quad q_2 = f_2(t), \quad \dots, \quad q_k = f_k(t). \quad (5)$$

Этому частному решению будет соответствовать некоторое определенное движение нашей системы.

Следуя терминологии А. М. Ляпунова, мы будем называть это движение *невозмущенным*, а все другие движения той же системы, которые мы будем сравнивать известным образом с движением (5), мы будем называть *возмущенными*.

Во избежание недоразумений отметим, что эта терминология не имеет ничего общего с аналогичной терминологией в небесной механике, где возмущенные движения определяются при тех же начальных условиях, как и невозмущенное, но *другими* дифференциальными уравнениями. Здесь, наоборот, невозмущенное и возмущенное движения определяются одной и той же системой (1), но *различными* начальными условиями.

Рассмотрим те возмущенные движения нашей системы, начальные условия которых мало отличаются от начальных условий данного невозмущенного движения. Иными словами, рассмотрим те решения системы (1), начальные условия которых (2) *близки* к начальным условиям (4) данного частного решения (5). Математически мы можем это записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} q_1^0 &= \bar{q}_1^0 + \epsilon_1, & q_2^0 &= \bar{q}_2^0 + \epsilon_2, & \dots, & q_k^0 &= \bar{q}_k^0 + \epsilon_k, \\ q_1'^0 &= \bar{q}_1'^0 + \epsilon'_1, & q_2'^0 &= \bar{q}_2'^0 + \epsilon'_2, & \dots, & q_k'^0 &= \bar{q}_k'^0 + \epsilon'_k, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где ϵ_i и ϵ'_i малы по абсолютной величине.

Постоянные ϵ_i и ϵ'_i мы будем называть *возмущениями*.

Пусть теперь $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ будут *данные* непрерывные функции величин q_i и q'_i .

$$Q_j = Q_j(q_1, q_2, \dots, q_n; q'_1, q'_2, \dots, q'_n) \quad (j=1, 2, \dots, n).$$

Если мы подставим в эти выражения вместо q_i их значения (5) для невозмущенного движения, то они обратятся в некоторые известные функции от t , которые обозначим соответственно через $F_1(t), F_2(t), \dots, F_n(t)$. Если же в выражения (7) вместо q_i мы подставим их значения (3), определяющие возмущенное движение, то ввиду формул (6) Q_i будут функциями t и $\epsilon_1, \dots, \epsilon_n, \epsilon'_1, \dots, \epsilon'_n$. Когда все ϵ_i и ϵ'_i равны нулю, то очевидно, что возмущенное движение совпадает с невозмущенным, и, следовательно, все разности

$$Q_1 - F_1, \quad Q_2 - F_2, \quad \dots, \quad Q_n - F_n \quad (7)$$

будут равны нулю для всякого значения t .

Пусть теперь ϵ_i и ϵ'_i не равны нулю, но очень малы по абсолютной величине. Тогда в силу непрерывности функций Q_j разности (7) будут также очень малы по абсолютной величине для $t=t_0$ и для всех значений t , достаточно близких к t_0 . Возникает вопрос, останутся ли абсолютные величины разностей (7) очень малыми для всех значений t , больших, чем t_0 ? Очевидно, что это не всегда будет так, и решение этого

вопроса зависит и от характера рассматриваемого невозмущенного движения и от выбора функций Q_j .

Если функции Q_j таковы, что абсолютные величины разностей $Q_j - F_j$ для всех значений $t > t_0$ очень малы, то мы будем говорить, что *невозмущенное движение устойчиво по отношению к величинам* $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$. Если же хотя бы одна из величин $Q_j - F_j$ не остается очень малой для всякого $t > t_0$, то мы будем говорить, что *невозмущенное движение неустойчиво по отношению к величинам* $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$.

Точное определение формулируется следующим образом: *Если всякой системе произвольно заданных, сколь угодно малых положительных чисел $L_1, L_2, \dots, L_n$ соответствует такая система положительных чисел $E_1, E_2, \dots, E_k, E'_1, E'_2, \dots, E'_k$, что неравенства*

$$|\epsilon_i| < E_i, \quad |\epsilon'_i| < E'_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

влечут за собой как следствия, справедливые при всяком значении t , большем t_0 , неравенства:

$$|Q_1 - F_1| < L_1, \quad |Q_2 - F_2| < L_2, \quad \dots, \quad |Q_n - F_n| < L_n,$$

то невозмущенное движение называется по отношению к величинам $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ устойчивым. В противном случае невозмущенное движение называется неустойчивым. В частном случае мы можем иметь:

$$Q_1 = q_1, \quad Q_2 = q_2, \quad \dots, \quad Q_k = q_k, \quad Q_{k+1} = q'_1, \quad Q_{k+2} = q'_2, \quad \dots, \quad Q_{2k} = q'_k.$$

Тогда невозмущенное движение называется устойчивым по отношению к координатам, если при

$$|\epsilon_i| < E_i, \quad |\epsilon'_i| < E'_i \quad (i=1, 2, \dots, k)$$

мы будем иметь неравенства:

$$\begin{aligned} |q_i - f_i(t)| &< L_i, \\ |q'_i - f'_i(t)| &< L_{k+i} \end{aligned} \quad (i=1, 2, \dots, k),$$

справедливые для всякого значения t , большего t_0 . Если при соблюдении предыдущих условий мы имеем, кроме того,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} |q_i - f_i(t)| = 0, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} |q'_i - f'_i(t)| = 0,$$

то мы будем говорить, что всякое невозмущенное движение *асимптотически* приближается к невозмущенному движению. Может случиться, что при произвольных малых возмущениях ϵ_i, ϵ'_i нельзя найти пределов E_i, E'_i , удовлетворяющих предыдущему определению, но можно найти такие пределы для возмущений, связанных условиями вида:

$$\varphi(\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_k; \epsilon'_1, \epsilon'_2, \dots, \epsilon'_k) = 0, \quad \text{или} \quad \varphi > 0,$$

где φ — некоторая функция величин $\varepsilon_i, \varepsilon'_i$, обращающаяся в нуль при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \dots = \varepsilon_k = \varepsilon'_1 = \varepsilon'_2 = \dots = \varepsilon'_k = 0$. В таком случае мы будем говорить, что невозмущенное движение обладает *условной устойчивостью*, или что оно устойчиво условно.

Для лучшего уяснения и понимания введенного определения мы рассмотрим сейчас несколько простых примеров, в которых изложенные обстоятельства будут отчетливо фигурировать. Эти примеры не связаны ни с какими определенными динамическими задачами и взяты из теории обыкновенных дифференциальных уравнений.

2. Примеры устойчивых и неустойчивых решений дифференциальных уравнений. Рассмотрим систему второго порядка:

$$\frac{dq_1}{dt} = q_2, \quad \frac{dq_2}{dt} = -2q_1 - 2q_2. \quad (8)$$

Общее решение этой системы будет:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= e^{-t} [q_1^0 \cos t + (q_1^0 + q_2^0) \sin t], \\ q_2 &= e^{-t} [q_2^0 \cos t - (2q_1^0 + q_2^0) \sin t], \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где q_1^0 и q_2^0 суть значения функций q_1 и q_2 при $t=0$.

Рассмотрим частное решение системы (8), определяемое следующими начальными условиями:

$$q_1^0 = 0, \quad q_2^0 = 1.$$

Это частное решение будет иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} f_1(t) &= e^{-t} \sin t, \\ f_2(t) &= e^{-t} (\cos t - \sin t). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Исследуем устойчивость решения (10) относительно координат q_1 и q_2 . Для этого положим:

$$q_1^0 = \varepsilon_1, \quad q_2^0 = 1 + \varepsilon_2$$

и возьмем разности между возмущенным решением (9) и невозмущенным решением (10). Мы получим, очевидно:

$$\begin{aligned} q_1 - f_1(t) &= e^{-t} [\varepsilon_1 \cos t + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sin t], \\ q_2 - f_2(t) &= e^{-t} [\varepsilon_2 \cos t - (2\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sin t], \end{aligned}$$

откуда, как легко видеть, имеем:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} [q_1 - f_1(t)] = 0, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} [q_2 - f_2(t)] = 0.$$

Следовательно, частное решение (10) устойчиво, и все возмущенные решения приближаются к нему асимптотически при t , стремящемся к бесконечности.

В качестве второго примера возьмем систему:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dq_1}{dt} + 2q_1 + 4q_2 &= 1 + 4t, \\ \frac{dq_2}{dt} + q_1 - q_2 &= 1,5t^2. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Обозначая, как и выше, через q_1^0 и q_2^0 значения функций q_1 и q_2 при $t=0$, мы получим общее решение этой системы в виде:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= t + t^2 + \frac{q_1^0 - 4q_2^0}{5} e^{2t} + \frac{4(q_1^0 + q_2^0)}{5} e^{-2t}, \\ q_2 &= -\frac{1}{2} t^2 - \frac{q_1^0 - 4q_2^0}{5} e^{2t} + \frac{q_1^0 + q_2^0}{5} e^{-2t}. \end{aligned} \right\}$$

Рассмотрим частное решение:

$$f_1(t) = t + t^2, \quad f_2(t) = -\frac{1}{2} t^2, \quad (13)$$

соответствующее начальным значениям:

$$\bar{q}_1^0 = 0, \quad \bar{q}_2^0 = 0,$$

и исследуем его устойчивость по отношению к координатам. Для этого положим:

$$q_1^0 = \bar{q}_1^0 + \varepsilon_1 = \varepsilon_1, \quad q_2^0 = \bar{q}_2^0 + \varepsilon_2 = \varepsilon_2$$

и вычислим разности между возмущенным и невозмущенным решениями. Мы получим:

$$\left. \begin{aligned} q_1 - f_1(t) &= \frac{\varepsilon_1 - 4\varepsilon_2}{5} e^{2t} + \frac{4(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{5} e^{-2t}, \\ q_2 - f_2(t) &= -\frac{\varepsilon_1 - 4\varepsilon_2}{5} e^{2t} + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{5} e^{-2t}. \end{aligned} \right\}$$

Так как эти разности неограниченно возрастают вместе с t по абсолютной величине, то частное решение (13) неустойчиво при произвольных малых возмущениях ε_1 и ε_2 . Однако если мы будем рассматривать только такие возмущения, для которых

$$\varepsilon_1 - 4\varepsilon_2 = 0,$$

то получим:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} [q_1 - f_1(t)] = 0, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} [q_2 - f_2(t)] = 0,$$

и мы скажем, что частное решение (13) обладает условной устойчивостью по отношению к координатам q_1 и q_2 . В качестве последнего примера рассмотрим систему четвертого порядка:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 q_1}{dt^2} + 2q_1 + 4q_2 &= e^t, \\ \frac{d^2 q_2}{dt^2} - q_1 - 3q_2 &= -t. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Сохраняя прежние обозначения, мы получим, как нетрудно проверить, общее решение этой системы в виде:

$$\begin{aligned} q_1 &= \frac{1 - \sqrt{2} - \sqrt{2} q_1^0 - 4\sqrt{2} q_2^0 - q_1'^0 - 4q_2'^0}{6\sqrt{2}} e^t \sqrt{2} + \\ &+ \frac{-1 - \sqrt{2} - \sqrt{2} q_1^0 - 4\sqrt{2} q_2^0 + q_1'^0 + 4q_2'^0}{6\sqrt{2}} e^{-t} \sqrt{2} + \\ &+ \frac{4q_1^0 + 4q_2^0 - 2}{3} \cos t + \frac{4q_1'^0 + 4q_2'^0 + 2}{3} \sin t + e^t - 2t, \\ q_2 &= \frac{-1 + \sqrt{2} + \sqrt{2} q_1^0 + 4\sqrt{2} q_2^0 + q_1'^0 + 4q_2'^0}{6\sqrt{2}} e^t \sqrt{2} + \\ &+ \frac{1 + \sqrt{2} + \sqrt{2} q_1^0 + 4\sqrt{2} q_2^0 - q_1'^0 - 4q_2'^0}{6\sqrt{2}} e^{-t} \sqrt{2} + \\ &+ \frac{4q_1^0 + 4q_2^0 - 2}{12} \cos t - \frac{4q_1'^0 + 4q_2'^0 + 2}{12} \sin t + \frac{1}{2} \cdot e^t + t. \end{aligned}$$

Рассмотрим частное решение:

$$\begin{aligned} f_1(t) &= e^t - 2t, \\ f_2(t) &= -\frac{1}{2} e^t + t, \end{aligned} \quad (15)$$

получающееся из общего при

$$\begin{aligned} q_1^0 &= 1, & q_1'^0 &= -1, \\ q_2^0 &= -\frac{1}{2}, & q_2'^0 &= \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Полагая:

$$\begin{aligned} q_1^0 &= 1 + \varepsilon_1, & q_1'^0 &= -1 + \varepsilon_1', \\ q_2^0 &= -\frac{1}{2} + \varepsilon_2, & q_2'^0 &= \frac{1}{2} + \varepsilon_2' \end{aligned}$$

и вычисляя разности между возмущенным и невозмущенным решениями, мы найдем:

$$\begin{aligned}
 q_1 - f_1(t) &= -\frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 + \varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2}{6\sqrt{2}} e^{t\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 - \varepsilon'_1 - 4\varepsilon'_2}{6\sqrt{2}} e^{-t\sqrt{2}} + \\
 &\quad + \frac{4\varepsilon_1 + 4\varepsilon_2}{3} \cos t + \frac{4\varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2}{3} \sin t, \\
 q'_1 - f'_1(t) &= -\frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 + \varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2}{6} e^{t\sqrt{2}} + \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 - \varepsilon'_1 - 4\varepsilon'_2}{6} e^{-t\sqrt{2}} - \\
 &\quad - \frac{4\varepsilon_1 + 4\varepsilon_2}{3} \sin t + \frac{4\varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2}{3} \cos t, \\
 q_2 - f_2(t) &= \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 + \varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2}{6\sqrt{2}} e^{t\sqrt{2}} + \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 - \varepsilon'_1 - 4\varepsilon'_2}{6\sqrt{2}} e^{-t\sqrt{2}} - \\
 &\quad - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{3} \cos t - \frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}{3} \sin t, \\
 q'_2 - f'_2(t) &= \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 + \varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2}{6} e^{t\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 - \varepsilon'_1 - 4\varepsilon'_2}{6} e^{-t\sqrt{2}} + \\
 &\quad + \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{3} \sin t - \frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}{3} \cos t.
 \end{aligned}$$

Отсюда видно, что частное решение (15) неустойчиво, так как при произвольных значениях возмущений $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon'_1, \varepsilon'_2$, как бы они малы ни были, предыдущие разности неограниченно возрастают по абсолютной величине, когда t стремится к бесконечности. Но если возмущения не произвольны, а связаны соотношением:

$$\sqrt{2}\varepsilon_1 + 4\sqrt{2}\varepsilon_2 + \varepsilon'_1 + 4\varepsilon'_2 = 0, \quad (16)$$

то из предыдущих выражений выпадают члены, содержащие $e^{t\sqrt{2}}$, и если $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon'_1, \varepsilon'_2$ малы по абсолютной величине, то предыдущие разности никогда не превзойдут известных пределов и решение будет устойчивым. Итак, частное решение (15) обладает только условной устойчивостью по отношению к координатам и скоростям. Заметим, что если возмущения удовлетворяют условию (16), то возмущенные решения не приближаются асимптотически к невозмущенному решению (15), как мы имели в предыдущем примере.

Из приведенных примеров следует, что решение вопроса об устойчивости не представляет никаких затруднений, если можно найти общее решение данной системы. Но очевидно, что такие случаи составляют редкие исключения. Вообще мы не можем найти общего решения, и поэтому для решения вопроса об устойчивости данного частного решения мы должны применять какие-нибудь другие методы. Эти методы были указаны А. М. Ляпуновым в его знаменитом мемуаре «Общая задача об устойчивости движения», и мы изложим некоторые основные фрагменты из этого мемуара.

3. Дифференциальные уравнения возмущенного движения. Согласно определению, данному в § 1, для решения вопроса об устойчивости данного невозмущенного движения (5) по отношению к величинам $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ мы должны исследовать, возможно ли найти такие пре-

где $x_1^0, x_2^0, \dots, x_n^0$ суть начальные значения функций $x_1, x_2, \dots, x_n$ при $t = t_0$. Если $x_1^0, x_2^0, \dots, x_n^0$ малы по абсолютной величине, то мы будем говорить, что решение (24) близко к рассматриваемому частному решению (23). Для того чтобы частное решение (5) системы (1) было устойчивым, необходимо, чтобы для всякого $t > t_0$ функции x_s не превосходили известных пределов, т. е. чтобы решение (23) было также устойчивым.

Сформулируем точное определение устойчивости решения (23). Если всякому сколь угодно малому положительному числу H соответствует такое другое положительное число A , что неравенства

$$x_s^0 < A \quad (s = 1, 2, \dots, n)$$

влекут за собой как следствия неравенства

$$x_s(t) < H \quad (s = 1, 2, \dots, n),$$

справедливые при всяком $t > t_0$, то решение (23) будет называться устойчивым. В противном случае решение (23) будет называться неустойчивым.

Мы видим, что определение совершенно эквивалентно определению, данному в § 1, и является его следствием. Заметим, что предыдущее определение можно заменить следующим: Решение $x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0$ устойчиво, если всякому сколь угодно малому положительному числу H соответствует такое другое положительное число A , что неравенство

$$(x_1^0)^2 + (x_2^0)^2 + \dots + (x_n^0)^2 < A^2$$

влечет за собой как следствие справедливое для всякого $t > t_0$ неравенство:

$$x_1^2(t) + x_2^2(t) + \dots + x_n^2(t) < H^2.$$

4. Интегрирование уравнений возмущенного движения. Перейдем теперь к интегрированию уравнений возмущенного движения (22). Так как эти уравнения вообще не интегрируются в конечном виде, то единственный доступный нам путь есть путь последовательных приближений, основанный на том допущении, что начальные значения искомых функций весьма малы. Метод последовательных приближений приводит к рядам, которые могут быть получены следующим образом. Положим:

$$x_s = x_s^{(1)} + x_s^{(2)} + x_s^{(3)} + \dots + x_s^{(m)} + \dots \quad (s = 1, 2, \dots, n) \quad (25)$$

и будем рассматривать величины $x_1^{(m)}, x_2^{(m)}, \dots, x_n^{(m)}$ и их первые производные по времени как величины порядка m . Подставим теперь выражения (25) функций x_s в уравнения (22) и в каждом из последних приравняем между собой совокупности членов одного и того же порядка

Очевидно, что относительно этих постоянных $x_s^{(2)}$ суть целые однородные функции второй степени.

Точно так же можно поступать и дальше. Найденные значения $x_s^{(1)}$ и $x_s^{(2)}$ подставляем в функции $K_s^{(3)}$ и интегрируем систему линейных неоднородных уравнений, определяющих $x_s^{(3)}$ так же, как и выше. Получив $x_s^{(3)}$, находим аналогичным образом $x_s^{(4)}$ и так далее. Очевидно, что выражения для этих последовательных приближений будут иметь такой же вид, как и выражение (32) для второго приближения с заменой только индекса 2 на 3, 4 и так далее. Вообще мы можем написать:

$$x_s^{(m)} = \sum_{j=1}^n x_{sj} \int_{t_0}^t \sum_{i=1}^n \frac{\Delta_{ij}}{\Delta} R_i^{(m)} dt$$

или

$$x_s^{(m)} = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^n x_{sj} \int_{t_0}^t \frac{\Delta_{ij}}{\Delta} R_i^{(m)} dt \quad (m = 2, 3, \dots, \infty). \quad (33)$$

Функции $x_s^{(m)}$, определяемые этими формулами, будут определенными и непрерывными функциями времени. Относительно произвольных постоянных $a_1, a_2, \dots, a_n$ функции $x_s^{(m)}$ суть целые однородные функции степени m . Наконец, по формулам (25) получаем общее решение системы уравнений (22) возмущенного движения в следующем виде:

$$x_s = a_1 x_{s1} + a_2 x_{s2} + \dots + a_n x_{sn} + \sum_{m=2}^{\infty} \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^n x_{sj} \int_{t_0}^t \frac{\Delta_{ij}}{\Delta} K_i^{(m)} dt. \quad (34)$$

Остается рассмотреть сходимость рядов (34), расположенных по целым положительным степеням постоянных a_s . Мы не будем приводить доказательство и укажем только, что ряды (34) сходятся абсолютно и равномерно для всех значений t , лежащих между t_0 и T , как бы ни было велико данное число T , и при всех значениях постоянных a_s , абсолютные значения которых не превосходят некоторого отличного от нуля предела, зависящего от T .

ОБЩИЕ ТЕОРЕМЫ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ

Б. Исследование устойчивости невозмущенного движения. В предыдущих параграфах мы установили, что исследование устойчивости данного невозмущенного движения приводится к исследованию устойчивости частного решения:

$$x_1 = 0, \quad x_2 = 0, \quad \dots, \quad x_n = 0$$

системы:

$$\frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad -\frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n, \quad (35)$$

где X_s суть голоморфные функции переменных x_s , обращающиеся в нуль, когда все эти переменные суть нули. Ряды, которыми представляются функции X_s , сходятся, по условию, для всех значений x_s , удовлетворяющих неравенствам:

$$|x_s| < A_s \quad (s = 1, 2, \dots, n),$$

где A_s , вообще говоря, суть функции t , никогда не обращающиеся в нули.

Обозначим через A нижний предел для всех этих функций, т. е. такое постоянное число, что при всех значениях $t > t_0$

$$A_s > A.$$

Тогда функции X_s будут наверное голоморфными функциями для всех значений x_s , удовлетворяющих неравенствам:

$$|x_1| < A, \quad |x_2| < A, \quad \dots, \quad |x_n| < A.$$

Обозначим теперь через $a_1, a_2, \dots, a_n$ некоторые постоянные числа, удовлетворяющие неравенствам:

$$a_s < A \quad (s = 1, 2, \dots, n),$$

и рассмотрим функции x_s , удовлетворяющие уравнениям (35) и принимающие значения a_s при $t = t_0$. Эти функции определяются рядами, полученными в предыдущем параграфе, если мы выберем фундаментальную систему для уравнений в вариациях таким образом, чтобы при $t = t_0$

$$x_{ii} = 1, \quad x_{ij} = 0 \quad (i \neq j)$$

Постоянные a_s можно выбрать настолько малыми, чтобы полученные ряды представляли функции x_s для всех значений t , лежащих между t_0 и T , как бы ни было велико число T , и чтобы значения $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ этих функций при $t = T$ были численно сколько угодно малыми. Обратно, числа ξ_s всегда можно выбрать настолько малыми, чтобы им соответствовала одна определенная система начальных значений a_s и чтобы все числа $a_1, a_2, \dots, a_n$ были также сколь угодно малы.

Отсюда следует, что при решении вопросов об устойчивости можно рассматривать только значения t , большие сколь угодно большого предела T , и заменить рассмотрение начальных значений функций x_s рассмотрением их значений ξ_s при $t = T$.

Имея в виду все выказанные условия, докажем теперь несколько общих теорем А. М. Ляпунова, дающие общие критерии устойчивости или неустойчивости данного частного решения:

$$x_1 = 0, \quad x_2 = 0, \quad \dots, \quad x_n = 0.$$

Эти теоремы, следовательно, дают признаки, по которым можно судить, остаются ли абсолютные значения функций x_s меньше некоторого достаточно малого положительного числа для *всех* значений $t > T$, так как мы уже видели, что при надлежащем выборе начальных значений для $t < T$

эти условия уже соблюдаются. А доказав, что все x_s остаются очень малыми для $t > T$, мы тем самым и докажем устойчивость исследуемого частного решения, а следовательно, и устойчивость данного невозмущенного движения. Наоборот, если мы докажем, что хотя бы одна из функций не остается малой по абсолютной величине, то этим самым будет доказана неустойчивость исследуемого частного решения, а следовательно, и данного невозмущенного движения.

Предварительно введем несколько определений. Рассмотрим некоторую функцию переменных $t, x_1, x_2, \dots, x_n$:

$$V(t, x_1, x_2, \dots, x_n),$$

непрерывную и однозначную при

$$t \geq T \quad \text{и} \quad |x_s| < H \quad (s = 1, 2, \dots, n) \quad (36)$$

и обращающуюся в нуль при

$$x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0,$$

где T — достаточно большое и H — достаточно малое положительные числа.

Мы будем называть функцию V *знакопостоянной*, если при всех значениях t и x_s , удовлетворяющих неравенствам (36), она сохраняет один и тот же знак. Если этот знак есть плюс, то мы будем говорить, что V есть положительная функция, если минус — то отрицательная. Если функция V не зависит от t , а постоянная H может быть выбрана настолько малой, что V обращается в нуль только при $x_s = 0$, то мы будем называть ее *знакоопределенной* функцией, а в зависимости от знака, — *определенно-положительной* или *определенно-отрицательной*.

Если же V зависит от t , то мы будем называть ее *знакоопределенной* только в том случае, если существует такая не зависящая от t *определенно-положительная* функция W , что одно из двух выражений

$$V - W \quad \text{или} \quad -V - W$$

есть функция положительная.

Если постоянная H настолько мала, что при условиях (36) функция V имеет некоторый верхний предел, то мы будем называть ее *ограниченной*.

Если ограниченная функция V такова, что всякому сколь угодно малому положительному числу ε соответствует такое отличное от нуля число h , что при

$$t \geq T, \quad |x_s| \leq h \quad (s = 1, 2, \dots, n)$$

мы будем иметь

$$V < \varepsilon,$$

то мы будем говорить, что функция V *имеет бесконечно малый верхний предел*.

Пусть V удовлетворяет последнему условию. Тогда, если переменные t и x_s удовлетворяют условиям:

$$t > T, \quad |V| > l,$$

где l — положительное число, то существует другое положительное число λ , такое, что, обозначая через x наибольшую из величин $|x_1|, |x_2|, \dots, |x_n|$, мы необходимо будем иметь:

$$x > \lambda.$$

Действительно, если такого числа λ не существует, то существует такое число h , что $x < h$, а следовательно, и $|x_s| < h$, так как x есть наибольшая из величин $|x_s|$. Но тогда можно найти такое сколь угодно малое положительное число $\varepsilon < l$, что мы будем иметь $|V| < \varepsilon$, что противоречит условию $|V| > l$.

Одновременно с функцией V мы будем рассматривать также ее полную производную по t :

$$V' = \frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x_1} \frac{dx_1}{dt} + \frac{\partial V}{\partial x_2} \frac{dx_2}{dt} + \dots + \frac{\partial V}{\partial x_n} \frac{dx_n}{dt} + \frac{\partial V}{\partial t}.$$

Если функции x_s удовлетворяют уравнениям (35), то предыдущее выражение напишется в виде:

$$V' = \frac{\partial V}{\partial x_1} X_1 + \frac{\partial V}{\partial x_2} X_2 + \dots + \frac{\partial V}{\partial x_n} X_n + \frac{\partial V}{\partial t}. \quad (37)$$

Теперь перейдем к доказательству теорем А. М. Ляпунова.

6. Критерии устойчивости. Сохраняя все обозначения и определения предыдущего параграфа докажем следующую теорему:

Теорема 1. Если дифференциальные уравнения возмущенного движения таковы, что существует такая знакоопределенная функция V , производная которой V' в силу этих уравнений или тождественно равна нулю или есть знакопостоянная функция, знак которой противоположен знаку V , то невозмущенное движение устойчиво.

Доказательство. Предположим для определенности, что найденная функция V определенно-положительна, а производная ее V' или тождественно равна нулю или есть функция отрицательная. Тогда найдутся такие числа T и H , что при

$$t > T$$

и

$$|x_s| < H \quad (s = 1, 2, \dots, n)$$

мы будем иметь:

$$V' < 0, \quad V > W, \quad (38)$$

где W — некоторая определенно-положительная функция (т. е. W не зависит от t и обращается в нуль только, если все x_s равны нулю).

Допустим, что значения ξ_s функций x_s при $t=T$ удовлетворяют неравенствам:

$$|\xi_s| < H \quad (s=1, 2, \dots, n).$$

Так как функции x_s непрерывны, то неравенства

$$|x_s| < H \quad (39)$$

будут выполняться по крайней мере для всех достаточно близких T значений времени.

Подставив в V вместо x_s их выражения, удовлетворяющие уравнениям (35), мы видим, что V будет функцией от t . Обозначим ее значение при $t=T$ через V_0 . Тогда мы, очевидно, можем написать:

$$V - V_0 = \int_T^t V' dt. \quad (40)$$

Если в промежутке от T до t ($t > T$) неравенства (39) удовлетворяются, то в этом промежутке $V' < 0$, а следовательно, и $V - V_0 < 0$, или $V < V_0$, откуда ввиду условий (38) мы будем иметь:

$$W < V_0. \quad (41)$$

Так как V обращается в нуль при $x_s = 0$, то, при достаточно малых значениях ξ_s , V_0 будет также величиной сколь угодно малой.

Обозначим, как и раньше, через x наибольшую из величин $|x_1|$, $|x_2|$, $\dots$, $|x_n|$, а через ϵ сколь угодно малое положительное число, меньшее H , и рассмотрим всевозможные системы значений величин x_s , удовлетворяющие условию:

$$x = \epsilon.$$

Для различных систем значений x_s , удовлетворяющих этому условию, функция W будет принимать различные значения. Пусть наименьшее из этих значений будет l . Это число будет положительным, так как W — положительная функция, и не равным нулю, так как W обращается в нуль только при

$$x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0.$$

Далее, так как число V_0 можно сделать сколь угодно малым, то можно найти такое отличное от нуля положительное число λ , что при

$$|\xi_s| < \lambda \quad (s=1, 2, \dots, n) \quad (42)$$

мы будем иметь:

$$V_0 < l.$$

Выберем ξ_s согласно неравенствам (42). Так как λ не может быть больше ϵ ,

то в силу непрерывности функций x_s мы будем иметь для всех значений t , достаточно близких к T , неравенства:

$$|x_s| < \varepsilon \quad (s = 1, 2, \dots, n). \quad (43)$$

Но изменяясь с течением времени непрерывно, x_s могут нарушить эти неравенства, только достигнув предварительно значений, удовлетворяющих условию $x = \varepsilon$. Но это сейчас же ведет к противоречию, так как при $V_0 < l$ мы получаем из (41): $W < l$, что невозможно, так как l есть наименьшее значение функции W .

Следовательно, каковы бы ни были ε_s , удовлетворяющие неравенствам (42), функции x_s будут удовлетворять неравенствам (43) для всех значений t , больших T .

Из определений, данных в § 3, следует что невозмущенное движение устойчиво и теорема доказана.

Точно так же можно доказать теорему, предположив, что V есть определенно-отрицательная функция и V' тождественно равна нулю или есть функция положительная.

ТЕОРЕМА 2. *Если функция V , удовлетворяя условиям предыдущей теоремы, имеет сверх того бесконечно малый верхний предел, а V' есть знакоопределенная функция, то всякое возмущенное движение, достаточно близкое к невозмущенному, будет приближаться к нему асимптотически.*

Доказательство. Предположим опять, что функция V определенно положительна, и рассмотрим какое-нибудь возмущенное движение, которому соответствуют настолько малые значения ε_s , что неравенства

$$|x_s| < H \quad (s = 1, 2, \dots, n)$$

остаются справедливыми для всех значений t , больших T , и докажем, что

$$\lim_{t \rightarrow \infty} x_s = 0 \quad (s = 1, 2, \dots, n). \quad (44)$$

Действительно, предположим, что равенства (44) не выполняются. Тогда, если постоянная H достаточно мала, то можно найти такое положительное число l , что для всех значений $t > T$ мы будем иметь:

$$V > l. \quad (45)$$

Но так как V имеет бесконечно малый верхний предел, то, если неравенство (45) выполняется для всех значений $t > T$, можно найти такое положительное число λ (см. конец § 5), что мы будем иметь:

$$x > \lambda.$$

(x попрежнему обозначает наибольшую из величин $|x_s|$), для всех значений $t > T$. Но тогда можно доказать, что при тех же значениях t и функции V' будет иметь некоторый положительный нижний предел l' .

Действительно, согласно условиям теоремы, функция $-V'$ есть определено-положительная функция. Следовательно, при $t \geq T$ и $x < H$ мы будем иметь:

$$-V' \geq W',$$

где W' есть некоторая, не зависящая от t положительная функция, обращающаяся в нуль только при $x=0$ ¹⁾. Но так как переменные x , удовлетворяют неравенству:

$$l \leq x \leq H,$$

то W' в нуль обратиться не может и, следовательно, имеет некоторый положительный нижний предел l' . Следовательно:

$$W' \geq l',$$

откуда имеем:

$$-V' \geq l'.$$

Так как это равенство должно выполняться для всех значений $t \geq T$, то для тех же значений t из формулы (40) мы находим:

$$V < V_0 - l'(t - T),$$

что немедленно приводит к противоречию, так как левая часть неравенства есть положительная функция, а правая при достаточно больших значениях t делается отрицательной. Полученное противоречие приводит к заключению, что сделанное предположение неправильно, а следовательно, мы должны иметь:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} x_s = 0,$$

что и требовалось доказать.

7. Критерии неустойчивости. Если условия первой теоремы не выполнены, то устойчивость невозмущенного движения остается невыясненной, так как эта теорема дает только достаточные условия устойчивости. Поэтому А. М. Ляпунов дал особые критерии, которые позволяют установить достаточные условия для неустойчивости движения. Эти критерии формулируются в виде двух теорем, к доказательству которых мы сейчас перейдем.

ТЕОРЕМА 3. Если дифференциальные уравнения возмущенного движения таковы, что существует функция V , которая обладает в силу этих уравнений знакоопределенной производной V' , притом допускает бесконечно малый верхний предел и такова, что при всяком t , большем некоторого предела, надлежащим выбором величин x_s , численно как угодно малых, ее можно сделать величиной одинакового знака с ее производной, то невозмущенное движение неустойчиво.

¹⁾ Функция W' обращается по условию в нуль только при $x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0$. Но так как x обозначает наибольшую из величин $|x_s|$, то при $x_s = 0$ необходимо также и $x = 0$. А условие $x = 0$ может выполняться только в том случае, когда все x_s равны нулю.

Доказательство. Допустим, что функция V , удовлетворяющая условиям теоремы, существует и что ее производная определенно-положительная. Тогда найдутся такие постоянные числа T и H , что при $t \geq T$ и

$$|x_s| < H \quad (s = 1, 2, \dots, n) \quad (46)$$

мы будем иметь неравенства:

$$V' \geq W, \quad |V| < L, \quad (47)$$

где L есть некоторое положительное число, а W — функция от переменных x_s , не зависящая от t и обращающаяся при условиях (46) в нуль, только если все x_s также равны нулю. Пусть значения ξ_s функций x_s при $t = T$ таковы, что

$$|\xi_s| < H \quad (s = 1, 2, \dots, n),$$

и обозначим значение функции V при $t = T$ через V_0 . Тогда из уравнения

$$V - V_0 = \int_T^t V' dt \quad (48)$$

мы находим:

$$V \geq V_0. \quad (49)$$

По условиям теоремы число T можно выбрать настолько большим, что, выбирая величины ξ_s согласно условиям

$$|\xi_s| < \varepsilon \quad (s = 1, 2, \dots, n),$$

где ε — сколь угодно малое положительное число, отличное от нуля, мы можем сделать V_0 положительным. Если же V_0 — положительное число, то так как функция V имеет бесконечно малый верхний предел (см. конец § 5), существует такое положительное число λ , что мы будем иметь:

$$\lambda \leq x \leq H.$$

Но если переменные x_s удовлетворяют этому неравенству, то, обозначая через l какое-либо положительное число, меньшее всех возможных значений функции W при этом условии, мы получим из уравнения (48):

$$V \geq V_0 + l(t - T), \quad (50)$$

и это неравенство будет иметь место для всех значений времени в промежутке от T до t , если в этом промежутке никогда не нарушатся условия (46). Но при тех же условиях функция V должна удовлетворять неравенству (47). Следовательно, мы должны иметь:

$$V_0 + l(t - T) < V < L,$$

откуда получаем:

$$t < T + \frac{L - V_0}{l} = \tau.$$

Таким образом неравенства (47) и (50) могут существовать совместно только при значениях $t < \tau$. Поэтому, если неравенство (50) не должно нарушиться раньше условий (46), то в промежутке от T до τ наверно найдется такое значение t , начиная с которого хотя одно из этих условий не будет выполняться.

Итак, как бы ни было мало ϵ , величины ξ_s всегда можно выбрать так, что при $|\xi_s| < \epsilon$, V_0 будет положительным и тогда необходимо наступит момент, когда по крайней мере одна из величин $|x_s|$ достигнет неизменного предела H , а отсюда и следует, что невозмущенное движение неустойчиво.

ТЕОРЕМА 4. Если дифференциальные уравнения возмущенного движения таковы, что существует ограниченная функция V , производная которой в силу этих уравнений имеет вид:

$$\frac{dV}{dt} = \lambda V + W, \quad (51)$$

где λ — положительная постоянная, а W или тождественно равна нулю, или есть знакопостоянная функция, и если в последнем случае функция V такова, что при всяком t , большем некоторого предела, надлежащим набором величин x_s , численно как угодно малых, ее можно сделать величиной одинакового знака с W , то невозмущенное движение неустойчиво.

Доказательство. Предположим для определенности, что функция V , удовлетворяющая условиям теоремы, такова, что W есть функция положительная. Тогда найдутся такие постоянные числа T и H , что при $t \geq T$ и

$$|x_s| \leq H \quad (s = 1, 2, \dots, n) \quad (52)$$

мы будем иметь:

$$|V| < L, \quad W > 0,$$

где L — положительная постоянная.

Пусть постоянная T настолько велика, что величины ξ_s можно выбрать так, чтобы V_0 было положительным. Из уравнения (51) имеем:

$$\frac{dV}{dt} \geq \lambda V,$$

откуда

$$V \geq V_0 e^{\lambda(t-T)},$$

и, следовательно,

$$L > V_0 e^{\lambda(t-T)}$$

Но последнее неравенство может иметь место только для тех значений t , которые меньше величины

$$\tau = T + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{L}{V_0}.$$

Поэтому в промежутке от T до τ условия (52) не могут постоянно выполняться, откуда и следует, что невозмущенное движение неустойчиво.

Характеристическое уравнение этой системы будет:

$$\begin{vmatrix} C_{11} - \lambda, & C_{21}, & \dots, & C_{k1}, & B_{11}, & B_{21}, & \dots, & B_{k1} \\ C_{12}, & C_{22} - \lambda, & \dots, & C_{k2}, & B_{12}, & B_{22}, & \dots, & B_{k2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{1k}, & C_{2k}, & \dots, & C_{kk} - \lambda, & B_{1k}, & B_{2k}, & \dots, & B_{kk} \\ A_{11}, & A_{21}, & \dots, & A_{k1}, & C_{11} + \lambda, & C_{12}, & \dots, & C_{1k} \\ A_{12}, & A_{22}, & \dots, & A_{k2}, & C_{21}, & C_{22} + \lambda, & \dots, & C_{2k} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{1k}, & A_{2k}, & \dots, & A_{kk}, & C_{k1}, & C_{k2}, & \dots, & C_{kk} - \lambda \end{vmatrix} = 0.$$

Докажем, что каждому корню λ этого уравнения соответствует корень $-\lambda$, так что уравнение (62) имеет k пар корней, причем корни каждой пары равны по абсолютной величине, но имеют противоположные знаки. Действительно, пусть λ есть корень уравнения (62). Если мы заменим в этом уравнении λ на $-\lambda$, то определитель не изменится, в чем можно убедиться, переставляя строки на место столбцов и переставляя затем надлежащим образом как строчки, так и столбцы и имея в виду, что

$$A_{ij} = A_{ji}, \quad B_{ij} = B_{ji}.$$

Так как определитель не меняется, то $-\lambda$ есть также корень уравнения (62) и наше предложение доказано.

Рассмотрим теперь случай, когда характеристическая функция $\bar{H}$ системы уравнений в вариациях (61) есть знакоопределенная форма переменных x_s, y_s . Тогда все корни характеристического уравнения (62) чисто мнимые, т. е. имеют равные нулю действительные части и не равные нулю коэффициенты при $\sqrt{-1}$. Действительно, система имеет интеграл

$$\bar{H} = \text{const.} = h.$$

Так как $\bar{H}$ по условию есть знакоопределенная форма, то при помощи линейного преобразования она всегда может быть приведена к виду¹⁾:

$$H = A_1 x_1'^2 + A_2 x_2'^2 + \dots + A_n x_n'^2 + B_1 y_1'^2 + B_2 y_2'^2 + \dots + B_n y_n'^2,$$

где x'_s, y'_s суть линейные функции x_s, y_s и все коэффициенты A_s и B_s имеют один и тот же знак — положительный, если $h > 0$, и отрицательный, если $h < 0$. Отсюда следует, что характеристическое уравнение не может иметь корней, действительные части которых отличны от нуля, так как если бы такие корни имелись, то по первому свойству половина из них имела бы отрицательные действительные части и другая половина — положительные. Тогда по крайней мере некоторые из величин x'_s, y'_s

1) См., например, Смирнов, Курс высшей математики, т. 3.

детерминант, составленный из коэффициентов при A_s , был равен нулю. Приравнявая этот детерминант нулю, мы получим для λ то же самое характеристическое уравнение (56), которое было выведено в § 8.

Итак, при $m=1$ задача имеет решения только в том случае, когда постоянная λ есть корень характеристического уравнения системы в вариациях.

Пусть теперь $m=2$, и будем искать решение уравнения (63) в виде квадратичной формы переменных $x_1, x_2, \dots, x_n$. Для этого положим:

$$V = \sum_{s, \sigma=1}^n A_{s\sigma} x_s x_\sigma, \quad (65)$$

где $A_{s\sigma}$ — неопределенные коэффициенты. Сосчитаем число этих коэффициентов.

Во-первых, мы имеем n коэффициентов при квадратах переменных, во-вторых, $\frac{n(n-1)}{1 \cdot 2}$ коэффициентов при произведениях переменных. Всего мы будем иметь:

$$n + \frac{n(n-1)}{1 \cdot 2} = \frac{n(n+1)}{2} = N$$

коэффициентов.

Для определения этих коэффициентов подставим выражение (65) для V в уравнение (64). Мы имеем:

$$\begin{aligned} \sum_{s=1}^n (p_{s1}x_1 + p_{s2}x_2 + \dots + p_{sn}x_n) (A_{s1}x_1 + A_{s2}x_2 + \dots + A_{sn}x_n) = \\ = \lambda \sum_{s, \sigma=1}^n A_{s\sigma} x_s x_\sigma. \end{aligned}$$

Так как это равенство должно быть тождеством, то коэффициенты при одинаковых произведениях $x_s x_\sigma$ в левой и правой частях равенства должны быть одинаковы. Приравнявая эти коэффициенты, мы получим N линейных однородных уравнений с неизвестными $A_{s\sigma}$. Чтобы эти уравнения имели не нулевые решения, необходимо, чтобы детерминант, составленный из коэффициентов при $A_{s\sigma}$, в этих уравнениях был равен нулю. Это уравнение будет степени N , и задача имеет решения только в том случае, когда постоянная λ есть его корень. Нетрудно сообразить, что это уравнение может быть написано в виде:

$$D_2(\lambda) = \begin{vmatrix} a_{11} - \lambda, & a_{12}, & \dots, & a_{1N} \\ a_{21}, & a_{22} - \lambda, & \dots, & a_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{N1}, & a_{N2}, & \dots, & a_{NN} - \lambda \end{vmatrix} = 0,$$

где $a_{s\sigma}$ суть линейные комбинации коэффициентов $p_{s\sigma}$. Зная все корни

характеристического уравнения, можно найти также все корни уравнения $D_2(\lambda) = 0$. Действительно, можно доказать, что если $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ суть корни характеристического уравнения, то все корни уравнения

$$D_2(\lambda) = 0$$

получаются из формулы:

$$\lambda = m_1 \lambda_1 + m_2 \lambda_2 + \dots + m_n \lambda_n, \quad (66)$$

где $m_1, m_2, \dots, m_n$ суть всевозможные целые неотрицательные числа, удовлетворяющие соотношению:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = 2.$$

Мы не будем останавливаться на доказательстве этого предложения, которое нетрудно проверить непосредственно, и перейдем к доказательству нескольких лемм, необходимых для вывода критериев устойчивости.

Лемма 1. *Если корни характеристического уравнения системы в вариациях таковы, что уравнение $D_2(\lambda) = 0$ не имеет нулевых корней, то всегда возможно найти и притом только одну целую однородную функцию второй степени от величин $x_1, x_2, \dots, x_n$, удовлетворяющую уравнению:*

$$\sum_{s=1}^n (p_{s1}x_1 + p_{s2}x_2 + \dots + p_{sn}x_n) \frac{\partial V}{\partial x_s} = U, \quad (67)$$

где U есть произвольно заданная целая однородная функция от $x_1, x_2, \dots, x_n$ также второй степени.

Действительно, для определения коэффициентов искомой функции V , которую опять определим формулой (65), мы получим N линейных неоднородных уравнений, правые части которых будут коэффициентами функции U .

Чтобы эта система уравнений имела единственное решение, необходимо, чтобы детерминант, составленный из коэффициентов при неизвестных, был отличен от нуля. Но этот детерминант есть не что иное, как $D_2(0)$, и он не равен нулю, так как по условию леммы уравнение $D_2(\lambda) = 0$ не имеет нулевых корней. Это условие будет, например, выполнено, если действительные части всех корней λ_s отличны от нуля и имеют одинаковые знаки.

В двух следующих леммах мы будем рассматривать величины $x_1, x_2, \dots, x_n$ как функции t , удовлетворяющие системе уравнений в вариациях (53).

Лемма 2. *Если действительные части всех корней λ_s характеристического уравнения отрицательны и если U есть знакоопределенная форма второй степени, то удовлетворяющая уравнению (67) форма второй степени V также будет знакоопределенной и притом противоположного знака с U .*

Доказательство. Образует полную производную от функции V в предположении, что величины x_s удовлетворяют уравнениям (53). Мы имеем:

$$\frac{dV}{dt} = \sum_{s=1}^n \frac{\partial V}{\partial x_s} \frac{dx_s}{dt} = \sum_{s=1}^n (p_{s1}x_1 + p_{s2}x_2 + \dots + p_{sn}x_n) \frac{\partial V}{\partial x_s} = U.$$

Так как U есть знакоопределенная форма, то для всякого решения системы (53), отличного от решения $x_1 = x_2 = \dots = x_n = 0$, функция V будет монотонной функцией от t , возрастающей, если U положительна, и убывающей, если U отрицательна. Но так как по условию действительные части всех λ_s отрицательны, то функции x_s , удовлетворяющие уравнениям (53), все стремятся к нулю, когда t неограниченно возрастает. Следовательно, функция V также стремится к нулю для всякого решения системы (53). А так как V — монотонная функция, то она стремится к нулю по отрицательным значениям, если U положительна, и по положительным, если U отрицательна. А это и требовалось доказать.

Лемма 3. Если некоторые корни характеристического уравнения имеют положительные действительные части и U есть знакоопределенная форма второй степени, то удовлетворяющая уравнению (67) форма второй степени V наверное не будет знакоопределенной противоположного знака с U .

Действительно, если величины $x_1, x_2, \dots, x_n$ удовлетворяют уравнениям (53), то мы имеем:

$$\frac{dV}{dt} = U,$$

и, следовательно, $\frac{dV}{dt}$ есть знакоопределенная форма, а V — монотонная функция от t .

Следовательно, если V не может получать значений одинакового знака с U , то она есть знакоопределенная форма противоположного знака с U . Но тогда по теореме 1 § 6 следует, что все величины x_s , удовлетворяющие уравнениям (53), должны иметь некоторые верхние пределы, что невозможно, так как характеристическое уравнение системы (53) имеет по условию корни с положительными действительными частями, и, следовательно, по крайней мере некоторые из величин x_s неограниченно возрастают вместе с t .

Итак, форма V необходимо знакопеременная, что и требовалось доказать.

На основании этих вспомогательных предложений нетрудно уже вывести критерии устойчивости данного невозмущенного движения.

11. Определение устойчивости по корням характеристического уравнения системы в вариациях. Докажем следующие важные теоремы:

ТЕОРЕМА 1. Если действительные части всех корней λ_s характеристического уравнения отрицательны, то невозмущенное движение устойчиво и всякое возмущенное движение, для которого возмущения достаточно малы, асимптотически приближается к невозмущенному.

Доказательство. На основании первой леммы предыдущего параграфа мы можем утверждать, что существует квадратичная форма V переменных $x_1, x_2, \dots, x_n$, удовлетворяющая уравнению:

$$\sum_{s=1}^n (p_{s1}x_1 + p_{s2}x_2 + \dots + p_{sn}x_n) \frac{\partial V}{\partial x_s} = -x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2. \quad (68)$$

Найдем ее полную производную по t . Мы имеем:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x_1} \frac{dx_1}{dt} + \frac{\partial V}{\partial x_2} \frac{dx_2}{dt} + \dots + \frac{\partial V}{\partial x_n} \frac{dx_n}{dt}.$$

Вставляя сюда вместо $\frac{dx_s}{dt}$ их значения из уравнений возмущенного движения, мы получим:

$$\frac{dV}{dt} = \sum_{s=1}^n (p_{s1}x_1 + p_{s2}x_2 + \dots + p_{sn}x_n) \frac{\partial V}{\partial x_s} + \sum_{s=1}^n \bar{X}_s \frac{\partial V}{\partial x_s},$$

откуда в силу уравнения (68) находим:

$$\frac{dV}{dt} = -x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2 + \sum_{s=1}^n \bar{X}_s \frac{\partial V}{\partial x_s}.$$

При малых значениях $x_1, x_2, \dots, x_n$ знак $\frac{dV}{dt}$ будет совпадать с знаком величины $-x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2$, т. е. $\frac{dV}{dt}$ будет определенно-отрицательной функцией. Отсюда на основании леммы 2 следует, что V будет определенно-положительной формой. Таким образом мы нашли функцию V , удовлетворяющую условиям теоремы 1 § 6. Следовательно, невозмущенное движение *устойчиво*.

Так как V — знакоопределенная форма и величины x_s согласно только что доказанному удовлетворяют неравенствам:

$$|x_s| < H \quad (s = 1, 2, \dots, n),$$

то V имеет бесконечно малый верхний предел и, следовательно, соблюдены условия и второй теоремы § 6.

Следовательно, всякое возмущенное движение, для которого возмущения достаточно малы, будет при $t \rightarrow \infty$ асимптотически приближаться к невозмущенному, и теорема доказана в полном объеме.

ТЕОРЕМА 2. Если в числе корней характеристического уравнения имеются такие, действительные части которых положительны, то невозмущенное движение неустойчиво.

Доказательство. Предположим сначала, что величины λ_s таковы, что детерминант $D_\lambda(0)$ не равен нулю. Тогда на основании леммы 1 существует квадратичная форма V , удовлетворяющая уравнению (68). Но на

основании леммы 3 эта форма не будет знакоопределенной. Кроме того, при малых значениях x , она имеет бесконечно малый верхний предел. Таким образом соблюдены все условия теоремы 3 § 7, и, следовательно, невозмущенное движение *неустойчиво*. Если величины λ , таковы, что $D_2(0)=0$, то формы, удовлетворяющей уравнению (68), не существует. Рассмотрим тогда следующее уравнение:

$$\sum_{i=1}^n (p_{i1}x_1 + p_{i2}x_2 + \dots + p_{in}x_n) \frac{\partial V}{\partial x_i} = \lambda V - x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2, \quad (69)$$

где λ — некоторая постоянная, не являющаяся корнем уравнения $D_2(\lambda)=0$. Подставляя в уравнение (69) вместо V выражение (65) и приравнявая коэффициенты при одинаковых произведениях $x_i x_j$, мы опять получим систему N линейных уравнений относительно A_{ij} . Левые части этих уравнений, очевидно, будут такие же, как и левые части уравнений, выводимых из уравнения (63), а в правых частях будет или 0 или -1 . Детерминант этой системы будет, следовательно, $D_2(\lambda)$. Так как по условию постоянная λ не есть корень уравнения $D_2(\lambda)=0$, то детерминант системы отличен от нуля и, следовательно, система имеет единственное решение. Таким образом форма V , удовлетворяющая уравнению (69), существует. Так как V есть однородная функция второй степени, то по теореме Эйлера мы можем написать:

$$x_1 \frac{\partial V}{\partial x_1} + x_2 \frac{\partial V}{\partial x_2} + \dots + x_n \frac{\partial V}{\partial x_n} = 2V,$$

откуда

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n x_i \frac{\partial V}{\partial x_i}, \quad (70)$$

Функция V удовлетворяет уравнению (69). Вставляя в правую часть этого уравнения вместо V его выражения (70), мы получим новое уравнение, которому, очевидно, V также будет удовлетворять. Легко видеть, что это уравнение можно написать в виде:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n \left[p_{i1}x_1 + p_{i2}x_2 + \dots + \left(p_{is} - \frac{\lambda}{2} \right) x_s + \dots + p_{in}x_n \right] \frac{\partial V}{\partial x_i} = \\ = -x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2. \end{aligned}$$

Но последнее уравнение имеет такой же вид, как и уравнение (68), с заменой коэффициентов p_{is} коэффициентами $p_{is} - \frac{\lambda}{2}$, и к нему можно приложить все предыдущие рассуждения. Новое характеристическое уравнение будет иметь, очевидно, следующие корни:

$$\lambda_1 + \frac{\lambda}{2}, \quad \lambda_2 + \frac{\lambda}{2}, \quad \dots, \quad \lambda_n + \frac{\lambda}{2}.$$

Так как по условию среди чисел λ , есть такие, действительные части которых положительны, то величину λ можно выбрать настолько малой,

чтобы среди чисел $\lambda_s + \frac{\lambda}{2}$ также были положительные. Но тогда на основании леммы 3 форма V не будет знакоопределенной. Производная от этой формы в силу уравнений возмущенного движения будет иметь вид:

$$\frac{dV}{dt} = \lambda V - x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2 + \sum_{s=1}^n \bar{X}_s \frac{\partial V}{\partial x_s},$$

и мы находимся в условиях теоремы 4 § 7. Так как функция W имеет выражение:

$$W = -x_1^2 - x_2^2 - \dots - x_n^2 + \sum_{s=1}^n \bar{X}_s \frac{\partial V}{\partial x_s},$$

то W есть определенно-отрицательная форма, а так как V может получать значения того же знака, как и W_1 , то невозмущенное движение неустойчиво.

ТЕОРЕМА 3. Если характеристическое уравнение имеет один или несколько корней, действительные части которых равны нулю, а действительные части всех остальных корней отрицательны, то вопрос об устойчивости не может быть решен с помощью одного только первого приближения.

Действительно, этот случай является сомнительным, так как уравнение $D_\lambda(\lambda)$ наверное имеет нулевые корни. Пусть, например, $\lambda_1 = 0$, а действительные части всех остальных корней отрицательны. Положим

$$m_1 = 2, \quad m_2 = 0, \dots, \quad m_n = 0.$$

Тогда

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = 0,$$

и соответствующее значение λ будет:

$$\lambda = 2 \cdot 0 + 0 \cdot \lambda_1 + 0 \cdot \lambda_2 + \dots + 0 \cdot \lambda_n = 0.$$

Пусть далее λ_1 и λ_2 — два сопряженные мнимые корни, а все остальные корни имеют отрицательные действительные части. Положим

$$m_1 = 1, \quad m_2 = 1, \quad m_3 = 0, \quad \dots, \quad m_n = 0.$$

Тогда

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n = 0,$$

и соответствующее значение λ будет:

$$\lambda = 1 \cdot \lambda_1 + 1 \cdot \lambda_2 + 0 \cdot \lambda_3 + \dots + 0 \cdot \lambda_n = 0,$$

так как $\lambda_1 + \lambda_2 = 0$.

Следовательно, нельзя найти квадратичной формы V , удовлетворяющей уравнению леммы 1, и вопрос об устойчивости остается открытым.

12. Исследование сомнительного случая. В предыдущем параграфе мы показали, что если характеристическое уравнение системы в вариациях не имеет корней, действительные части которых равны нулю, то вопрос об устойчивости полностью решается рассмотрением только первого приближения. Но если действительная часть хотя бы одного корня есть нуль, то первое приближение недостаточно для решения задачи, и приходится принимать в рассмотрение также члены высших порядков в правых частях дифференциальных уравнений возмущенного движения. Связанные с этим исследования чрезвычайно сложны и здесь воспроизведены быть не могут.

Заметим, что в общем виде эта задача до сих пор еще не решена. Сам А. М. Ляпунов разобрал и исследовал только наиболее простые случаи, когда характеристическое уравнение имеет или только один нулевой корень или два чисто мнимых корня. Для приложений к небесной механике, однако, эти сомнительные случаи представляют наибольший интерес. Действительно, уравнения небесной механики обычно имеют каноническую форму, и, следовательно, характеристическое уравнение системы в вариациях (см. § 9) имеет одинаковое число корней с положительными и отрицательными действительными частями. Следовательно, если действительные части всех корней отличны от нуля, то невозмущенное движение всегда будет неустойчивым. Для того чтобы движение было устойчивым, необходимо, но разумеется *недостаточно*, чтобы действительные части всех корней были равны нулю, т. е. чтобы характеристическое уравнение имело только чисто мнимые корни.

Но этот случай, как мы показали, как раз является сомнительным, и для выяснения вопроса об устойчивости нужны сложные и тонкие исследования членов высших порядков. Например, рассмотрим частные решения ограниченной задачи о трех телах. Было показано (см. главу VIII), что для решений первой группы характеристическое уравнение системы в вариациях при любом значении μ имеет два действительных корня и два чисто мнимых. Так как уравнения возмущенного движения имеют каноническую форму, то действительные корни имеют разные знаки, а, следовательно, частные решения первой группы неустойчивы, и может иметь место только условная устойчивость.

Для частных решений второй группы корни характеристического уравнения все чисто мнимые, если $\mu < 0,0385$.

Мы видим, что этот случай является сомнительным и требует дальнейших исследований.

ОСНОВНАЯ ЛИТЕРАТУРА ПО УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ

А. М. Ляпунов, Общая задача об устойчивости движения, издание Харьковского математического общества, 1892. Это сочинение переиздано в настоящее время ОНТИ.

А. М. Ляпунов, Об устойчивости движения в одном частном случае задачи о трех телах, отдельный оттиск из *Сообщений Харьковского математического общества*, Харьков 1889.

А. М. Ляпунов, Исследование одного из особенных случаев задачи об устойчивости движения, *Математический сборник*, издаваемый Московским математическим обществом, т. 17, вып. 2, Москва 1893.

Первоначальное ознакомление с проблемой устойчивости и с методами определения критериев устойчивости можно получить по книге Гурса:

Э. Гурса, Курс математического анализа, т. III, ч. I, перевод с французского под редакцией проф. В. В. Степанова, ГТТИ, Москва 1934.

Исследование устойчивости частных решений уравнений небесной механики см. у Н. Poincaré, *Les méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste*, т. I.

Также см.

Н. Poincaré, Sur les courbes définies par les équations différentielles, *Journal de mathématiques*; 3 série, т. 7 et 8, 4 série, т. 1 et 2.